Oberlin College Library
JUL 23 1945

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon
vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

herausgegeben von Professor Dr. Dr. h. c. **P. Debye**

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Schriftleitung: **Dr. Ludwig Bewilogua**, Berlin-Dahlem

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für RM 10.80 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis RM 16.20 vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland RM 12.90, im Ausland RM 13.80. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen und Beilagen werden nach Tarif berechnet.

Alle Manuskripte sind direkt bezüglich Zuschriften sind an Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin-Dahlem, Gottfried-Keller-Straße 23, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, zu senden. — Sämtliche Bücherbesprechungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

Nr. 16/18 — Ausgegeben im Februar 1945 — Nr. 1144/50. Printed in Germany — 45. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

W. Maier, Zur Frage der molekularen Struktur kristalliner Flüssigkeiten: Die Änderung der Dielektrizitätskonstante der *pi*-Phase des *pp'*-Azoxyanisols durch magnetische Felder. S. 285—297.

K. G. Zimmer und J. Bouman, Mechanismus der Wirkung ionisierender Strahlen auf Lösungen. II. S. 298—301.

F. Matossi, Eigenschwingungen und Kristallstruktur. S. 301—304.

F. Matossi, Über den Depolarisationsgrad von Ramanlinien symmetrischer Eigenschwingungen. S. 304—306.

B. Schönwald, Der Stand der Erkenntnis der physiologischen Grundgesetze für die Wahrnehmbarkeit von Lichtreizen. S. 306—311.

Manfred von Ardenne, Zur Sichtbarmachung von Störungen oder Inhomogenitäten magnetischer und elektrischer Felder mit der elektronenoptischen Schneidenmethode (Schlierenmethode). Mit Tafel III. S. 312—313.

B. v. Borries und E. Ruska, Neue Beiträge zur Entwicklungsgeschichte der Elektronenmikroskopie und der Übermikroskopie. Mit Tafel IV. S. 314—326.

K. H. von Klitzing, Ein Verfahren zur ballistischen Messung magnetischer Momente. S. 326—327.

Zuschrift:

P. Jordan, Zur Theorie des Farbensehens. S. 327—328.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $19^h\ 40^m$ für November und Dezember 1944. S. 328.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1944/45. S. 329.

Personalien: S. 329—331.

Todesfälle: S. 332. — Vorlesungsankündigungen: S. 332.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., Ann Arbor, Michigan, U.S.A. The quality of this reprint is determined by the printing and paper in the original copy used.
Published by J. W. EDWARDS, *PUBLISHER*, for Foreign Periodicals, Inc., Ann Arbor, Michigan, U.S.A.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 16–18 | 15. März 1945 | 45. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 19–21 am 1. März 1944

INHALT:

Abhandlungen:

W. Maier, Zur Frage der molekularen Struktur kristalliner Flüssigkeiten: Die Änderung der Dielektrizitätskonstante der *pl*-Phase des *pp'*-Azoxyanisols durch magnetische Felder. S. 285.

K. G. Zimmer und J. Bouman, Mechanismus der Wirkung ionisierender Strahlen auf Lösungen. II. S. 298.

F. Matossi, Eigenschwingungen und Kristallstruktur. S. 301.

F. Matossi, Über den Depolarisationsgrad von Ramanlinien symmetrischer Eigenschwingungen. S. 304.

B. Schönwald, Der Stand der Erkenntnis der physiologischen Grundgesetze für die Wahrnehmbarkeit von Lichtreizen. S. 306.

Manfred von Ardenne, Zur Sichtbarmachung von Störungen oder Inhomogenitäten magnetischer und elektrischer Felder mit der elektronenoptischen Schneidenmethode (Schlierenmethode). Mit Tafel III. S. 312

B. v. Borries und E. Ruska, Neue Beiträge zur Entwicklungsgeschichte der Elektronenmikroskopie und der Übermikroskopie. Mit Tafel IV S. 314.

K. H. von Klitzing, Ein Verfahren zur ballistischen Messung magnetischer Momente. S. 326.

Zuschrift:

P. Jordan, Zur Theorie des Farbensehens. S. 327.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$ für November und Dezember 1944. S. 228.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1944/45. S. 329.

Besprechungen. S. 329.

Nachrichten. S. 332.

Vorankündigungen. S. 332.

ABHANDLUNGEN

Zur Frage der molekularen Struktur kristalliner Flüssigkeiten: Die Änderung der Dielektrizitätskonstante der *pl*-Phase des *pp'*-Azoxyanisols durch magnetische Felder[1])

Von Wilhelm Maier

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird über Messungen der Änderung der Dielektrizitätskonstante des kristallinflüssigen *pp'*-Azoxyanisols durch longitudinale und transversale Magnetfelder berichtet, insbesondere über Untersuchungen des Verhältnisses des Transversaleffektes zum Longitudinaleffekt, das nicht den nach den Vorstellungen der Schwarmtheorie zu erwartenden Wert $-\frac{1}{2}$ zeigt, sondern nur Werte von etwa $-\frac{1}{10}$. Durch Röntgenaufnahmen wurde nachgewiesen, daß dies von einer Vororientierung der kristallinen Flüssigkeit (Orientierung im feldfreien Zustand) herrührt. Versuche, die Ursache dieser Vororientierung aufzuklären, führten zu dem Ergebnis, daß sie nur zu einem geringen Teil auf die sogenannte Randwirkung und die orientierende Wirkung des elektrischen Meßfeldes zurückzuführen ist. In der Hauptsache scheint es sich vielmehr um eine Strömungsorientierung zu handeln, die durch geringfügige Wärmekonvektionsströmungen hervorgerufen wird. Wenn diese Deutung zutrifft, so zeigen die vorliegenden Messungen, daß schon ein horizontales Temperaturgefälle von nur 0,1°/cm ausreicht, um eine beinahe vollständige Orientierung zu erzwingen. Weiterhin wird noch nachgewiesen, daß die Feldstärkeabhängigkeit des magnetischen Longitudinaleffektes durch die bekannten Gleichungen der Schwarmtheorie nicht befriedigend wiedergegeben werden kann, wie es auch zu erwarten ist, weil bei allen bisherigen Messungen die Vororientierung der kristallinen Flüssigkeit eine entscheidende Rolle spielen muß. Die bisherigen Ergebnisse dielektrischer Untersuchungen können daher nicht für oder gegen die Schwarmtheorie entscheiden. Es bleibt vielmehr die experimentell noch zu klärende Frage offen, ob die grundlegende Vorstellung der Schwarmtheorie, daß der Normalzustand einer *pl*-Phase ein Zustand völliger Unordnung der Schwarmachsen sei, richtig ist, d. h. ob sich dieser Zustand bei Vermeidung jeglichen Temperaturgefälles tatsächlich einstellt.

1) Habilitationsschrift I. Teil. Halle 1944.

Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., Ann Arbor, Michigan, U.S.A. The quality of this reprint is determined by the printing and paper in the original copy used.
Published by J. W. EDWARDS, PUBLISHER, for Foreign Periodicals, Inc., Ann Arbor, Michigan, U.S.A.

I. Einleitung

Untersuchungen über die Beeinflussung der Dielektrizitätskonstanten (DK) von *pl*-Phasen[2]) durch äußere Felder, insbesondere magnetische Felder, können wesentliche Beiträge zur Klärung der Frage nach dem molekularen Bau dieser ungewöhnlichen Form des flüssigen Zustandes liefern. Die durch ein Feld hervorgerufene DK-Änderung zeigt ja eine in der Flüssigkeit eingetretene Orientierung an. Wir wissen heute, daß diese Orientierung durch die Kraftwirkung des Magnetfeldes auf diamagnetisch anisotrope Molekülkomplexe zustande kommt. Da uns die Größe der Anisotropie in einigen Fällen zahlenmäßig bekannt ist, können wir erwarten, aus Messungen des Zusammenhanges zwischen den DK-Änderungen und den sie verursachenden Feldstärken Aufschlüsse über Struktur und Größe dieser Komplexe und über die Wechselwirkungskräfte, denen sie im Flüssigkeitsverband unterworfen sind, zu erhalten.

Überblickt man nun die bisher vorliegenden experimentellen und theoretischen Arbeiten über den Einfluß äußerer magnetischer Felder auf die DK von *pl*-Phasen, so stellt man folgendes fest:

1. Die DK-Änderungen durch longitudinale Magnetfelder, d. h. Magnetfelder, deren Feldlinien parallel zu denen des elektrischen Meßfeldes verlaufen, sind in ihrer Feldstärke- und Temperaturabhängigkeit eingehend untersucht worden. Die experimentellen Ergebnisse (Kast 1924, Jezewski 1924, Kast 1927, Jezewski 1927)[3]) wurden in erster Linie vom Standpunkt der Schwarmtheorie aus diskutiert. Beim *pp'*-Azoxyanisol wurde dabei eine befriedigende Übereinstimmung zwischen dem beobachteten und dem sich aus der Theorie ergebenden Kurvenverlauf festgestellt (Ornstein 1924, Freedericksz und Repiewa 1927). An *pp'*-Azoxphenetol dagegen erhielt Jezewski Werte, die mit dem theoretischen Verlauf nicht in Einklang zu bringen sind (Jezewski 1927).
2. Die DK-Änderungen durch transversale Magnetfelder, d. h. Magnetfelder, deren Feldlinien senkrecht zu denen des elektrischen Meßfeldes verlaufen, sind nur in Magnetfeldern gemessen worden, deren Intensität groß genug war, um eine vollständige Orientierung der *pl*-Phase hervorzurufen. Die dabei gefundenen Werte sind aber sehr viel kleiner, als man auf Grund der Vorstellungen der Schwarmtheorie erwartet hatte (Jezewski 1924, 1927, Kast 1927, Jezewski 1929). Man hat sich diese Tatsache bisher als eine Folge der sog. Randwirkung erklärt (Kast 1927). Die neueren Ergebnisse Jezewskis (1929) lassen es aber fraglich erscheinen, ob diese Deutung ausreicht.

Angesichts dieser einander zum Teil widersprechenden Befunde schien es wünschenswert, die Frage der magnetischen DK-Änderungen in *pl*-Phasen noch einmal aufzugreifen, um – wenn möglich – die vorliegenden Unklarheiten durch neue experimentelle Untersuchungen zu beseitigen. Dabei sollten vor allem auch die Ergebnisse neuerer Arbeiten berücksichtigt werden, in denen der orientierende Einfluß geringfügiger Strömungen, wie sie vor allem durch kleine Temperaturunterschiede in der kristallinen Flüssigkeit entstehen können, eingehend behandelt worden ist (Stewart 1936, Marinin und Zwetkoff 1939, Stewart, Holland und Reynolds 1940, Zwetkoff und Marinin 1940). Über die hierzu angestellten Untersuchungen wird in der vorliegenden Arbeit berichtet. Es handelt sich also um Messungen der durch longitudinale und transversale Magnetfelder verursachten DK-Änderungen der kristallinflüssigen Phase des *pp'*-Azoxyanisols, bei denen der Einfluß aller erfaßbaren störenden Wirkungen berücksichtigt wurde.

II. Meßmethode und Apparatur

Die durch die magnetischen Felder hervorgerufenen DK-Änderungen wurden mit einer Schwebungsapparatur bei einer Frequenz von 800 kHz in der üblichen Weise gemessen, indem die beim Einschalten des Magnetfeldes im Flüssigkeitskondensator entstehende Kapazitätsänderung mit einem parallel geschalteten Meßkondensator kompensiert wurde.

Der Meßkondensator war nach dem Vorbild des Leyboldschen Präzisionszylindermeßkondensators konstruiert. Er besaß eine Empfindlichkeit von $1{,}25 \cdot 10^{-3}$ pF pro Trommelteilstrich und war über einen Variationsbereich von 18 pF innerhalb $\pm$ 0,2 Trommelteilstrichen einwandfrei linear.

Der Flüssigkeitskondensator, der die zu untersuchende Substanz enthielt, war im wesentlichen derselbe, wie er schon in einer früheren Arbeit (Maier 1938) benutzt worden war. Fig. 1 zeigt ihn im Längs- und Querschnitt. Fig. 2 stellt einen der beiden Flüssigkeitsbehälter *b* aus Frequenta dar.

Die ungewöhnliche Form des Flüssigkeitskondensators erfordert noch eine nähere Begründung. Sie wurde gewählt, um den störenden Einfluß der sog. „Randwirkung" wenigstens teil-

2) Als „*pl*-Phasen" (auch „nematische Flüssigkeiten") wird die Gruppe von kristallinen Flüssigkeiten bezeichnet, deren bekanntester Vertreter die kristallinflüssige Phase des *pp'*-Azoxyanisols ist.

3) Siehe ausführliches Literaturverzeichnis am Schluß der Arbeit.

weise zu eliminieren. In welcher Weise die Messungen der magnetischen DK-Änderungen durch diese Randwirkung beeinflußt werden und wie man letztere durch die besondere Form des Flüs-

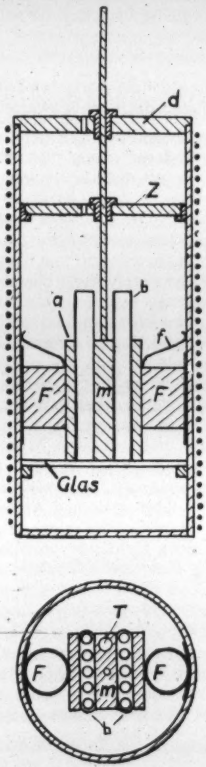


Fig. 1. Flüssigkeitskondensator im Längs- und Querschnitt.

sigkeitskondensators unschädlich zu machen sucht, wird in Abschnitt IV noch eingehend erörtert werden.

Gegenüber der früheren Konstruktion (s. Maier 1938) sind folgende kleine Änderungen vorgenommen worden:

1. Um mit kleineren Substanzmengen auszukommen, wurde die Größe der Kondensatorplatten auf 56×27 mm² verringert.
2. Zwischen die Tombakfedern *F* und die Ofenwand wurde eine Lage Asbestpapier eingeschoben, um das infolge der stärkeren Erwärmung der Außenplatten *a* im Dielektrikum entstehende horizontale Temperaturgefälle zu verringern. Kleine Kontaktfedern *f* stellen die leitende Verbindung zwischen den Außenplatten und dem geerdeten Ofengefäß her.
3. Um die vertikale Temperaturverteilung variieren zu können, wurde die obere Hälfte der Heizwicklung des Ofens aus einem gesonderten Stromkreis gespeist.
4. Um die Temperatur der kristallinen Flüssigkeit unmittelbar zu messen und die Temperaturverteilung im Flüssigkeitskondensator zu untersuchen, wurde vor und nach den DK-Messungen ein Thermoelement durch zwei Bohrungen im Deckel *d* und im Zwischendeckel *z* in die Frequentabehälter eingeführt.

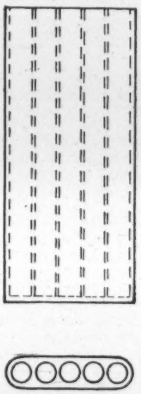


Fig. 2. Flüssigkeitsbehälter im Längs- und Querschnitt.

Um in diesem Flüssigkeitskondensator die durch Magnetfelder verschiedener Richtung verursachten DK-Änderungen messen zu können, wurde der Kondensator zwischen die Pole eines um seine vertikale Achse drehbar gelagerten Dubois-Magneten gehängt. Da die DK der kristallinen Flüssigkeiten ihren endgültigen Wert nicht sofort nach dem Einschalten des Magnetfeldes annimmt und es nach dem Ausschalten sogar mehrere Minuten dauert, bis sie wieder auf ihren Ausgangswert zurückgegangen ist, wurden die Messungen in der Weise durchgeführt, daß die Meßkondensatorstellung in Zeitabständen von $^1/_4$ oder $^1/_2$ Minute abgelesen wurde. Fig. 3 gibt eine auf diese Weise erhaltene Zeitkurve und ihre Auswertung wieder.

Die Messungen ergaben die DK-Änderungen zunächst nur in Skalenteilen des Meßkondensa-

tors. Um aus ihnen die Absolutwerte der DK-Änderungen zu berechnen, benutzen wir den Wert $\Delta\varepsilon = 0{,}16$ der an *pp'*-Azoxyanisol bei 122° C gemessenen DK-Anisotropie ($\varepsilon_2 - \varepsilon_1$), also der Summe der Beträge des in sättigenden Magnetfeldern gemessenen Longitudinal- und Transversaleffektes (Marinin und Zwetkoff 1939, Jezewski 1927). Für diese Summe erhielten wir

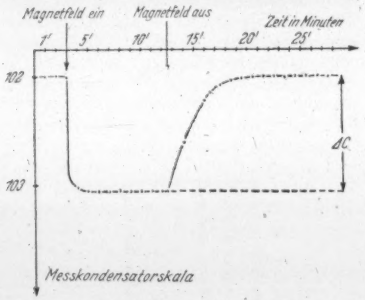


Fig. 3. Zeitlicher Verlauf der magnetischen Orientierung des *pp'*-Azoxyanisols bei 120° C in einem Magnetfeld von 2480 Gauß.

bei unseren Messungen einen Wert von 107 Trommelteilen des Meßkondensators. 1 Trommelteil entspricht also einer DK-Änderung von 0,0015.

Diese einfache Umrechnung setzt voraus, daß die Kapazität des Flüssigkeitskondensators der DK der kristallinen Flüssigkeit proportional geht. Da in dem Dielektrikum unseres Flüssigkeitskondensators eine Hintereinanderschaltung der festen DK des Frequenta und der veränderlichen DK der kristallinen Flüssigkeit vorliegt, wird dies in Wirklichkeit nicht der Fall sein. Um den hierdurch entstehenden Fehler zu kontrollieren, wurde einer der Frequentabehälter mit aufgebrannten Belägen versehen und der so gebildete Kondensator mit Flüssigkeiten bekannter DK geeicht, d. h. der Zusammenhang zwischen der DK der eingefüllten Flüssigkeit und der Kapazität des Kondensators aufgenommen. Dabei ergab sich, daß diese Eichkurve für DK-Änderungen von weniger als 0,3 innerhalb der vorliegenden Meßgenauigkeit als linear anzusehen ist, so daß die oben durchgeführte Umrechnung erlaubt ist.

Die Apparatur gestattete, DK-Änderungen mit einer Genauigkeit von $\pm$ 0,0003 zu messen. Die durch die Magnetfelder verursachten DK-Änderungen waren aber nur auf $\pm$ 0,001 reproduzierbar. Die im folgenden genannten Meßergebnisse stellen Mittelwerte aus jeweils 3 bis 5 Einzelmessungen dar. Die Einzelwerte liegen dabei innerhalb des genannten Fehlerbereichs von $\pm$ 0,001. Diese Reproduzierbarkeit ließ sich allerdings nur dann erzielen, wenn der kristallinflüssige Zustand durch Abkühlen vom normalflüssigen Zustand her erreicht wurde. Die Schwankungen von $\pm$ 0,001 sind auf Schwankungen der Vororientierung (s. Abschn. IV) zurückzuführen.

III. Die Deutung der dielektrischen Eigenschaften der *pl*-Phasen nach der Schwarmtheorie

Da wir im folgenden die Ergebnisse unserer Messungen zunächst vom Standpunkt der Schwarmtheorie aus diskutieren wollen, wird es zweckmäßig sein, an dieser Stelle einen kurzen Überblick über die Vorstellungen und Aussagen dieser Theorie vorauszuschicken.

Die Schwarmtheorie geht von dem von Vorländer aus einem reichhaltigen chemisch-experimentellen Material gezogenen Schluß aus, daß nur solche Substanzen kristallin-flüssige Phasen aufweisen, deren Moleküle eine ausgesprochen langgestreckte Gestalt besitzen. Sie erklärt das für die kristallinen Flüssigkeiten charakteristische trübe Aussehen damit, daß sich die stäbchenförmigen Moleküle in großer Zahl einander parallel lagern und auf diese Weise Molekülschwärme bilden, deren lineare Dimensionen von der Größenordnung der Lichtwellenlängen sind und die infolge ihrer optischen Anisotropie bei ungeordneter Verteilung eine starke Zerstreuung des durchgehenden Lichtes hervorrufen.

Speziell im Falle der *pl*-Phasen, mit denen wir uns hier allein beschäftigen, sollen die Moleküle dabei innerhalb eines Schwarmes in Richtung ihrer Längsachse beliebige gegenseitige Lagen einnehmen und nur das eine Ordnungsgesetz der einheitlichen Ausrichtung aller Molekülläng sachsen erfüllen. Ein solcher geordneter Bereich besitzt offenbar Rotationssymmetrie bezüglich einer den Molekülläng sachsen parallelen Richtung, der Schwarmachse.

Natürlich sind derartige Schwärme nicht als unveränderliche und scharf abgegrenzte Molekülverbände vorzustellen. Ihr Ordnungszustand wird vielmehr nach den Schwarmgrenzen zu allmählich abnehmen; das Übergangsgebiet zu einem Nachbarschwarm dürfte in einer Zone einigermaßen vollständiger Unordnung bestehen. In diesem Übergangsgebiet geben die Schwärme beständig Moleküle ab und nehmen neue in ihren Verband auf. Trotzdem besitzen sie durchaus eine gewisse Lebensdauer als Einzelindividuum und man muß ihnen deswegen eine Brownsche Bewegung als Eigenbewegung zusprechen.

So ergibt sich nach der Schwarmtheorie als Bild der molekularen Struktur der *pl*-Phasen die Vorstellung von regellos sich durcheinander be-

wegenden Gruppen parallel gelagerter Moleküle, zwischen denen kleine Übergangszonen geringer Ordnung liegen.

Bringt man eine *pl*-Phase in ein Magnetfeld, dann übt dieses erfahrungsgemäß eine starke orientierende Wirkung auf die Schwärme aus und sucht die Schwarmachsen parallel zur Feldrichtung zu stellen. Ein Feld von wenigen tausend Gauß ist schon ausreichend, um eine praktisch vollständige Orientierung zu erzwingen. Befindet sich die *pl*-Phase dabei in einem ebenen Plattenkondensator zur Messung ihrer DK, dann beobachtet man beim Einschalten eines Magnetfeldes, dessen Feldlinien parallel zu denen des elektrischen Meßfeldes verlaufen, daß die DK der *pl*-Phase kleiner wird. Aus dieser Tatsache ist zu folgern, daß die Schwärme dielektrisch anisotrop sind und daß die DK des einzelnen Schwarmes für die Richtung der Schwarmachse einen kleineren Wert (ε_1) besitzt als für eine dazu senkrechte Richtung. Auf Grund unserer Vorstellungen vom molekularen Aufbau eines Schwarmes werden wir annehmen, daß diese Anisotropie rotationssymmetrisch bezüglich der Schwarmachse ist, daß also die DK in jeder zur Schwarmachse senkrechten Richtung denselben Wert (ε_2) besitzt.

Die mathematische Formulierung dieser Vorstellungen durch Ornstein und Freedericksz (vgl. Freedericksz und Repiewa 1927) geht nun von folgenden vereinfachenden Annahmen aus:

1. Die kristalline Flüssigkeit besteht praktisch nur aus Schwärmen mit der DK-Anisotropie $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$. Die dazwischenliegenden Übergangsgebiete können unberücksichtigt bleiben.
2. Wenn keine äußeren orientierenden Kräfte wirken, liegen die Schwärme mit ihren Achsen völlig regellos verteilt und führen eine völlig ungeordnete Wärmebewegung aus.
3. Die DK-Anisotropie $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$ macht nur wenige Prozent der DK-Werte ε_1 oder ε_2 aus, so daß man als DK der ungeordneten Flüssigkeit ohne weiteres den Mittelwert der drei Hauptwerte des DK-Ellipsoids setzen kann, also

$$\varepsilon_0 = \frac{\varepsilon_1 + 2\,\varepsilon_2}{3}.$$

4. Die Schwärme üben aufeinander keinerlei Kräfte aus, so daß die einzige Wirkung, die der orientierenden Kraft des Magnetfeldes entgegen steht, von der Wärmebewegung der Schwärme herrührt.

Mit diesen Annahmen erhält man folgende Beziehung zwischen der DK-Verkleinerung $\Delta\varepsilon_l$ und der sie verursachenden Feldstärke H eines longitudinalen Magnetfeldes (Magnetfeld parallel zum elektrischen Meßfeld):

$$\left.\begin{aligned} \Delta\varepsilon_l &= -\tfrac{1}{2}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\cdot\Omega_1(\sqrt{b}), \\ \text{wo} \qquad b &= \frac{v(\mu_1 - \mu_2)\cdot H^2}{kT}. \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

Hierin bedeuten:

H = Magnetfeldstärke in Gauß.
v = Volumen eines Schwarmes.
μ_1, μ_2 = Permeabilitäten eines Schwarms in Richtung der Schwarmachse und senkrecht dazu.
k = Boltzmannsche Konstante.
T = Absolute Temperatur.
$\Omega_1(\sqrt{b})$ = Funktion, die von Gans tabelliert wurde (Gans 1916) und die für große Werte von b (sättigende Magnetfelder) gegen den Wert 4/3 strebt.

Für ein transversales Magnetfeld ist die Theorie bisher noch nicht durchgeführt worden. Wir haben sie daher auf genau dem entsprechenden Wege, wie er beim Longitudinaleffekt zu Gleichung (1) führte, durchgerechnet. Die Ableitung hier im einzelnen wiederzugeben, erübrigt sich, da sie gegenüber dem longitudinalen Fall nichts Neues bringt. Man erhält folgende Beziehung zwischen der DK-Vergrößerung $\Delta\varepsilon_t$ und der sie verursachenden Feldstärke H eines transversalen Magnetfeldes (Magnetfeld senkrecht zum elektrischen Meßfeld):

$$\Delta\varepsilon_t = \tfrac{1}{4}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)\cdot\Omega_1(\sqrt{b}). \qquad (2)$$

Auf Grund unserer heutigen Kenntnisse über die physikalischen Eigenschaften der *pl*-Phasen können wir mit Sicherheit aussagen, daß die der Ableitung der Formeln (1) und (2) zugrunde gelegten Vorstellungen zu einfach sind. Vor allem trifft die Voraussetzung des Fehlens jeglicher Wechselwirkung zwischen den Schwärmen niemals zu[4]). Die Schwärme üben im Gegenteil sogar sehr starke gegenseitige orientierend Kr fte aufeinander aus, wie es z. B. die Existenz der in Abschn. IV eingehend beschriebenen Randschicht oder die ungewöhnlich lange Abklingzeit der magnetischen Orientierung (vgl. Fig. 3) beweisen. Ansätze, den Einfluß dieser Wechselwirkung theoretisch zu erfassen, liegen vor (v. Wijk 1929, Zwetkoff und Marinin 1940), beschränken sich aber – dem augenblicklichen Stand unserer Kenntnisse entsprechend – auf rein formale Darstellungen.

Wir wollen uns nun einer Aussage der Theorie zuwenden, die unabhängig ist von irgendwelchen

4) Vgl. die eingehende Erörterung dieser Frage durch R. Fürth, Ann. d. Phys. **30**, 371, 1937.

Annahmen über die Wechselwirkungskräfte zwischen den Schwärmen und die daher an dem vorliegenden experimentellen Material geprüft werden kann. Folgende einfache, von den Ableitungen der Gleichungen (1) und (2) völlig unabhängige Überlegung zeigt, daß das Verhältnis des Transversaleffektes $\Delta\varepsilon_t$ zum Longitudinaleffekt $\Delta\varepsilon_l$ in sättigenden Magnetfeldern immer den Wert $-\frac{1}{2}$ haben muß, gleichgültig, ob die die kristalline Flüssigkeit aufbauenden Molekülschwärme Wechselwirkungen aufeinander ausüben oder nicht, wenn nur die eine Voraussetzung erfüllt ist, daß sie sich im feldfreien Zustand — über das Ganze der Flüssigkeit gemittelt — ungeordnet durcheinander bewegen:

Die DK der unbeeinflußten *pl*-Phase ist dann ja gleich dem Mittelwert $\varepsilon_0 = \frac{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}{3}$. Schaltet man nun ein genügend großes longitudinales Magnetfeld ein, so daß die Schwärme vollständig orientiert werden, dann muß die in diesem Zustand gemessene DK den Wert ε_1 besitzen. Die beim Einschalten eines sättigenden longitudinalen Magnetfeldes eintretende DK-Verkleinerung sollte also den Wert

$$\Delta\varepsilon_l = \varepsilon_1 - \frac{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}{3} = -\frac{2}{3}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$$

haben. Bringt man den Plattenkondensator dagegen in ein transversales Magnetfeld, dann werden die Schwarmachsen alle senkrecht zur Richtung des elektrischen Feldes gestellt und man mißt die DK ε_2. Beim Einschalten eines sättigenden transversalen Magnetfeldes müßte man also eine DK-Vergrößerung vom Betrage

$$\Delta\varepsilon_t = \varepsilon_2 - \frac{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}{3} = \frac{1}{3}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$$

beobachten, das Verhältnis $S = \Delta\varepsilon_t : \Delta\varepsilon_l$ müßte also den Wert $-\frac{1}{2}$ haben. Wir wollen nun untersuchen, welche Ergebnisse das Experiment hierzu liefert.

IV. Die DK-Vergrößerung durch transversale Magnetfelder. Ergebnisse und Diskussion

In Tabelle 1 sind sämtliche bisher vorliegenden Messungen des Transversaleffektes zusammengestellt. Sie wurden alle mit Magnetfeldern ausgeführt, deren Intensität groß genug war, um Sättigungsorientierung zu erzwingen.

Die letzte Spalte enthält das beobachtete Verhältnis des Transversaleffektes zum Longitudinaleffekt. Mit Ausnahme der eingeklammerten Werte wurden alle Ergebnisse in ebenen Plattenkondensatoren erhalten, bei denen sich die Substanz unmittelbar zwischen den Platten befand. Spalte 3 gibt den Abstand der Kondensatorplatten an.

Wie man Tabelle 1 entnimmt, ist das beobachtete Verhältnis negativ. Im transversalen Magnetfeld tritt also bei den untersuchten Substanzen tatsächlich eine DK-Vergrößerung auf, wie es die Schwarmtheorie erwarten ließ. Ihr Betrag fällt aber sehr viel kleiner aus, als die Theorie verlangt: S zeigt nicht den Wert $-\frac{1}{2}$, sondern — von zwei im folgenden noch näher zu erörternden Ausnahmen abgesehen — nur etwa $-\frac{1}{10}$ bis $-\frac{1}{20}$. Mit einem Plattenabstand unter 1 mm ist der Transversaleffekt überhaupt nicht nachzuweisen.

Wir wollen nun die verschiedenen Ursachen untersuchen, die diesen der Schwarmtheorie widersprechenden Befund erklären können.

a) Einfluß der Gefäßwände (Randwirkung)

Wie Tabelle 1 zeigt, hat der Abstand der Kondensatorplatten einen wesentlichen Einfluß auf die Größe des Verhältnisses S. Man hat sich diese Tatsache bisher allein als das Ergebnis der sog. Randwirkung erklärt und glaubte darin ganz allgemein die Ursache dafür gefunden zu haben, daß S nicht den von der Theorie geforderten Wert zeigt.

Unter dieser Randwirkung versteht man folgende Erscheinung: Wie in jeder Flüssigkeit, so

Tabelle 1

Verhältnis S des magnetischen Transversaleffektes zum Longitudinaleffekt

Substanz	Temperatur	Plattenabstand	Magnetfeld	S
pp'-Azoxyanisol	120° a)	0,7 mm	5000 Gauß	0
	120° a)	0,7 mm	5000 Gauß	0
	126° b)	2,1 mm	3700 Gauß	$-\frac{1}{13}$
	126° b)	4,75 mm	3700 Gauß	$-\frac{1}{11}$
	129° b)	Glasröhrchenkondensator	3700 Gauß	$(-\frac{1}{3})$
*pp'*Azoxyphenetol	147° b)	2,1 mm	3700 Gauß	$-\frac{1}{20}$
	147° b)	4,75 mm	3700 Gauß	$-\frac{1}{20}$
	145° b)	Glasröhrchenkondensator	3700 Gauß	$(-\frac{1}{4,3})$

Verfasser: a) Jezewski 1927, b) Jezewski 1929

haftet auch bei den kristallinen Flüssigkeiten die unmittelbar an die Gefäßwände angrenzende Molekülschicht fest an der Materialoberfläche. Im allgemeinen liegen dabei die adsorbierten Moleküle mit ihren Längsachsen in der Ebene der Wandung (durch eine besondere Vorbehandlung des Gefäßes, die aber bei den hier zitierten Messungen nicht durchgeführt worden war, kann man es übrigens auch erreichen, daß sich die Moleküllängsachsen senkrecht zur Gefäßwand stellen). Welchen Azimut die Molekülachsen innerhalb dieser Ebene einnehmen, hängt ganz von der Beschaffenheit der Oberfläche des Gefäßmaterials ab (Chatelain 1941). Im Gegensatz zu den gewöhnlichen Flüssigkeiten bleibt nun diese Orientierung nicht auf die adsorbierte Molekülschicht und einige wenige angrenzende Moleküllagen beschränkt, sondern sie pflanzt sich bei den kristallinen Flüssigkeiten über viele Tausende von Moleküllagen in das Innere der Flüssigkeit hinein fort. Diesen orientierten Bereich bezeichnet man als „Randschicht".

In den zur DK-Messung benutzten ebenen Plattenkondensatoren befand sich also an beiden Kondensatorplatten eine orientierte Randschicht, in der die Moleküle von vornherein senkrecht zum elektrischen Meßfeld standen. Die ohne Magnetfeld beobachtete DK der *pl*-Phase hatte also nicht den Wert $\frac{\varepsilon_1 + 2\,\varepsilon_2}{3}$, sondern einen näher an ε_2 liegenden Wert. Demzufolge mußte die beim Einschalten eines transversalen Magnetfeldes eintretende DK-Vergrößerung $\Delta\,\varepsilon_t$ kleiner als $\frac{1}{3}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$, der Longitudinaleffekt dagegen größer als $\frac{2}{3}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$, ausfallen, womit sich der zu kleine Wert von S zu erklären schien.

Die Dicke der Randschicht kann nun aus optischen Beobachtungen (Riwlin 1923, v. Wijk 1929) auf 10–50 μ abgeschätzt werden. Wir müssen also erwarten, daß nur in Schichten von maximal $^1/_{10}$ mm Dicke die Flüssigkeit praktisch vollständig unter dem Einfluß der Randwirkung steht. In guter Übereinstimmung hiermit haben Kast und Ornstein (1934) bei ihren Registrierungen der Lichtdurchlässigkeit beobachtet, daß eine 0,1 mm dicke Schicht unter dem Einfluß der Wand praktisch vollständig orientiert ist, während Zwetkoff und Marinin (1940) bei ihren Messungen des magnetischen Longitudinaleffektes feststellten, daß in einer 0,3 mm dicken Schicht ein Mittelbereich vorhanden ist, in welchem die Randwirkung nicht mehr ausreicht, um eine vollständige Orientierung der Flüssigkeit zu erzwingen.

Berücksichtigt man diese Ergebnisse, dann erscheint es zweifelhaft, ob die in Tabelle 1 aufgeführten Werte des Transversaleffektes allein auf Grund der Randwirkung erklärt werden können. Vor allem bleibt es unverständlich, daß S bei 4,75 mm Plattenabstand praktisch denselben Wert aufweist wie bei 2 mm. Es scheint vielmehr so, als ob die Randwirkung nur die Beobachtungen an Schichtdicken bis zu etwa $^1/_{10}$ mm zu erklären vermöge, während bei dickeren Schichten offenbar noch andere Erscheinungen eine Rolle spielen.

Um diese Frage zu klären, suchte sich Jezewski (1929) einen Flüssigkeitskondensator zu schaffen, in welchem der Einfluß der Randwirkung weitgehend beseitigt sein mußte. Er ging dabei von dem Gedanken aus, daß man offenbar nur vermeiden muß, daß durch die Gefäßwände von vornherein eine bestimmte Richtung gegenüber dem Feld bevorzugt wird. Dieses Ziel könnte dadurch erreicht werden, daß man die DK in einem aus zwei Halbkugeln bestehenden Kondensator mißt. Da ein solcher aber kaum in einer für Messungen brauchbaren Form zu konstruieren ist, suchte Jezewski die Elimination der Randwirkung wenigstens annähernd dadurch zu erreichen, daß er sich einen Kondensator aus Glasröhrchen aufbaute, deren Außenseite so versilbert war, daß sich an jedem Röhrchen zwei durch einen schmalen unversilberten Längsstreifen voneinander getrennte halbe Zylinderflächen als Belegungen gegenüberstanden. Mit diesem Flüssigkeitskondensator erhielt Jezewski die in Tabelle 1 in Klammern gesetzten Werte. Leider kann man, wie Jezewski selbst bemerkt, aus diesen Messungen keinen eindeutigen Schluß ziehen, weil das elektrische Feld in dem Glasröhrchenkondensator merklich inhomogen war, also keine einheitliche Richtung besaß, so daß man die beiden magnetischen Effekte nicht sauber voneinander getrennt messen konnte. Außerdem ergaben sich auch hier speziell beim *pp'*-Azoxyphenetol viel zu kleine Werte für S.

Die Frage, ob die magnetischen DK-Änderungen in Schichten von mehreren Millimetern Dicke tatsächlich das von der Schwarmtheorie geforderte Verhältnis zeigen, wenn man die störende Wirkung der Gefäßwände auf irgendeine Weise beseitigt oder eliminiert, blieb also ungeklärt. Es schien daher notwendig, die Jezewskischen Versuche noch einmal mit einem Flüssigkeitskondensator zu wiederholen, der die Nachteile des inhomogenen Feldverlaufes vermied. Unser in Abschn. II beschriebener Flüssigkeitskondensator genügt dieser Forderung. Die kristalline Flüssigkeit befindet sich in den 5 mm weiten zylindrischen Bohrungen der Frequentabehälter in einem gut homogenen Feld, da die DK des Frequenta mit $\varepsilon = 5{,}6$ der des *pp'*-Azoxyanisols ($\varepsilon = 5{,}3$–$5{,}4$) genügend nahe gleich ist. Wenn also tatsächlich nur die Randwirkung

die entscheidende Ursache für den beobachteten Wert von S wäre, dann müßte sich in diesem Kondensator annähernd der Wert $S = -\frac{1}{2}$ ergeben.

Die Messungen wurden an pp'-Azoxyanisol bei 120° C in einem Magnetfeld von 2480 Gauß ausgeführt. Sie ergaben folgende Werte:

$$\Delta\varepsilon_t = 0{,}016 \pm 0{,}001\,, \quad \Delta\varepsilon_l = -0{,}157 \pm 0{,}001\,,$$
$$S = -{}^1/_{10}\,.$$

Daß diese Werte tatsächlich die Sättigungswerte darstellen, geht daraus hervor, daß ein Vergrößern des Magnetfeldes auf 4000 Gauß keine erkennbare Vergrößerung desselben bewirkte.

Wir erhalten also das Ergebnis, daß auch in einem Kondensator, in welchem die störende Wirkung der Randschichten weitgehend eliminiert ist, der magnetische Transversaleffekt nur etwa $^1/_{10}$ des Longitudinaleffektes ausmacht. Damit ist wohl endgültig nachgewiesen, daß es nicht die die Schwärme orientierende Wirkung der Gefäßwände ist, die den Transversaleffekt viel kleiner ausfallen läßt, als nach der Schwarmtheorie zu erwarten ist. Man muß vielmehr annehmen, daß bei unseren Versuchen der nicht unter dem Einfluß der Randwirkung stehende Hauptteil der Flüssigkeit durch irgendeine andere Ursache in der Weise vororientiert war, daß die DK der unbeeinflußten Flüssigkeit nicht den Wert $\frac{\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2}{3}$, sondern einen größeren Wert hatte, also transversal vororientiert war. Da es eine bekannte Eigenschaft der kristallinen Flüssigkeiten ist, daß sie durch geringfügige Strömungen schon weitgehend derart orientiert werden, daß sich die Schwarmachsen parallel zur Strömungsrichtung stellen, war zu vermuten, daß Konvektionsströmungen im Innern der Frequentabehälter die Ursache der transversalen Vororientierung seien. Bevor wir uns mit dieser Frage näher beschäftigen, soll jedoch noch der Einfluß des elektrischen Meßfeldes selbst untersucht werden, da ja auch dieses eine – wenn auch vermutlich nur geringfügige – transversale Vororientierung hervorrufen mußte.

b) Orientierung durch das hochfrequente elektrische Meßfeld

Genau so wie die Schwärme infolge ihrer diamagnetischen Anisotropie in einem Magnetfeld ausgerichtet werden, müssen sie sich auch infolge ihrer dielektrischen Anisotropie in einem elektrischen Feld mit der Richtung ihrer größten DK parallel zu den Feldlinien stellen. Diese Orientierung läßt sich allerdings nur bei Benutzung hochfrequenter elektrischer Felder nachweisen, da in elektrischen Gleichfeldern und Wechselfeldern niederer Frequenz Strömungsorientierungen auftreten, die die Feldorientierung vollkommen überdecken. Mit Wechselfeldern über 300 kHz konnte aber die Orientierung der Schwärme sowohl optisch (Freedericksz und Zwetkoff 1935) und durch Röntgenstreuung (Kast 1931), als auch durch die damit verbundene DK-Vergrößerung (Maier 1938) nachgewiesen werden.

Diese Orientierung durch hochfrequente elektrische Felder muß in unserem Flüssigkeitskondensator eine transversale Vororientierung hervorrufen, indem das Meßwechselfeld (800kHz) die Schwarmachsen mehr oder weniger senkrecht zu seiner Richtung zu stellen sucht. Es war also zu untersuchen, ob diese Vororientierung bei den benutzten Hochfrequenzspannungen von merklichem Einfluß auf die gemessenen Werte der magnetischen DK-Änderungen ist. Zu diesem Zweck wurden der magnetische Transversal- und Longitudinaleffekt bei verschiedenen am Flüssigkeitskondensator liegenden Hochfrequenzspannungen gemessen. Um den mechanischen Aufbau der Apparatur nicht ändern zu müssen, wurde die Veränderung der Hochfrequenzspannung einfach durch Änderung der Anodenspannung der Schwebungsapparatur erzielt. Die bei den verschiedenen Anodenspannungen am Flüssigkeitskondensator liegenden HF-Spannungen wurden vorher mit Hilfe einer Diode in der üblichen Weise (s. z. B. Zinke, Hochfrequenzmeßtechnik. Leipzig 1938) gemessen. Tabelle 2 zeigt die Ergebnisse für ein Magnetfeld von 2480 Gauß. Die erste Spalte enthält den Effektivwert der am Flüssigkeitskondensator liegenden hochfrequenten Wechselspannung. Wie man sieht, ist der Einfluß der Orientierung durch das Meßfeld gerade noch festzustellen. Je kleiner die benutzte elektrische Spannung ist, um so größer fällt der Transversaleffekt aus, um so größer wird auch der Wert von S.

Man sieht aber auch sofort, daß diese Orientierung durch das Meßfeld nicht die entscheidende Ursache dafür darstellt, daß das Verhältnis S bei allen bisherigen Messungen nicht den Wert $-{}^1/_2$ hat. Wir müssen dazu nur die in Tabelle 2 niedergelegten Ergebnisse auf die Meßspannung 0 extrapolieren. Wir legen durch unsere Meßpunkte jeweils eine Gerade und erhalten so als magnetische DK-Änderungen bei unendlich kleiner elektrischer Meßfeldstärke folgende Werte:

Bei 120° C:

$$\Delta\varepsilon_t = 0{,}022 \pm 0{,}002\,, \quad \Delta\varepsilon_l = -0{,}150 \pm 0{,}002\,,$$
$$S = -{}^1/_6 \text{ bis } -{}^1/_{7{,}5}\,.$$

Bei 122° C:

$$\Delta\varepsilon_t = 0{,}021 \pm 0{,}002\,, \quad \Delta\varepsilon_l = -0{,}139 \pm 0{,}002\,,$$
$$S = -{}^1/_6 \text{ bis } -{}^1/_{7{,}5}\,.$$

Tabelle 2

Einfluß der Hochfrequenzmeßspannnung auf die magnetischen DK-Änderungen bei *pp'*-Azoxyanisol

V_{eff}	$\Delta\varepsilon_{eff}$	$\Delta\varepsilon_{eff}$	S
Bei 120° C:			
64 Volt	0,016 ± 0,001	− 0,157 ± 0,001	$-1/10$
55 Volt	0,017 ± 0,001	− 0,156 ± 0,001	$-1/9$
43,5 Volt	0,018 ± 0,001	− 0,154 ± 0,001	$-1/8{,}5$
29 Volt	0,0195 ± 0,001	− 0,153 ± 0,001	$-1/8$
Bei 122° C:			
64 Volt	0,013 ± 0,001	− 0,148 ± 0,001	$-1/11$
55 Volt	0,014 ± 0,001	− 0,146 ± 0,001	$-1/10$
43,5 Volt	0,016 ± 0,001	− 0,145 ± 0,001	$-1/9$
29 Volt	0,017 ± 0,001	− 0,143 ± 0,001	$-1/8{,}5$

Die für S genannten Zahlen entsprechen den Fehlergrenzen der extrapolierten $\Delta\varepsilon$-Werte.

Zusammenfassend stellen wir als Ergebnis der in diesem Abschnitt beschriebenen Versuche also fest: Auch dann, wenn die durch das elektrische Meßfeld verursachte Vororientierung der *pl*-Phase durch Extrapolation eliminiert ist, hat das Verhältnis S nach unseren Messungen günstigstenfalls den Wert $-1/6$, erreicht also immer noch lange nicht den theoretisch geforderten Wert $-\frac{1}{2}$.

c) Orientierung durch Konvektionsströmungen und Temperaturgefälle

Wie schon lange bekannt ist, werden kristalline Flüssigkeiten durch Strömungen sehr stark orientiert. Eine Strömungsgeschwindigkeit von einigen Zehntel cm/sec genügt schon, um eine praktisch vollständige Parallelstellung der Molekülläng sachsen zur Strömungsrichtung zu erzielen (Marinin und Zwetkoff 1939). Derartige Strömungen können nun im Innern der bei den DK-Messungen verwendeten Flüssigkeitskondensatoren durch ungleichförmige Temperaturverteilung sehr leicht entstehen. Um die unerwartet kleinen Werte des Transversaleffektes zu erklären, müßte man annehmen, daß in den bei allen bisherigen DK-Messungen benützten Flüssigkeitskondensatoren vertikale Konvektionsströmungen auftraten, die die Molekülängsachsen zum größten Teil vertikal, also senkrecht zum elektrischen Meßfeld stellten. Aus den Untersuchungen Stewarts (1936) geht hervor, daß in kristallinflüssigem *pp'*-Azoxyanisol schon ein vertikales Temperaturgefälle von 1° pro cm eine solche durch Änderung der Röntgenstreuintensität nachweisbare Orientierung erzeugt. Dabei handelt es sich um eine Temperaturverteilung, bei der die oberen Schichten der Flüssigkeit kälter sind als die tiefer liegenden, so daß infolge der Dichteunterschiede vertikale Konvektionsströmungen auftreten.

Wir haben nun die vertikale Temperaturverteilung in unserem Flüssigkeitskondensator mit Thermoelementen gemessen. Es zeigte sich, daß ein mittleres vertikales Gefälle von 0,1° pro cm herrschte, wobei die Flüssigkeit oben kälter war als unten. Da ein Vergleich mit den Stewartschen Ergebnissen es unwahrscheinlich erscheinen ließ, daß ein Temperaturgefälle dieser geringen Größe eine so starke Orientierung erzeuge, daß damit die Ergebnisse der DK-Messungen erklärt werden könnten, haben wir durch zusätzliche Heizwicklungen einerseits größere Temperaturgefälle derselben Richtung bis zu 1° pro cm erzeugt und andererseits das vorhandene Gefälle kleiner als 0,01° pro cm gemacht. In allen Fällen maßen wir dabei für das Verhältnis S innerhalb der Fehlergrenzen dieselben Werte, so daß damit nachgewiesen ist, daß ein vertikales, Konvektionsströmungen erzeugendes Temperaturgefälle nicht die Ursache für den Befund unserer DK-Messungen sein kann.

Auch die von Stewart (1936, Stewart, Holland und Reynolds 1940) entdeckte Orientierung kristalliner Flüssigkeiten durch ein Temperaturgefälle entgegengesetzter Richtung, bei welchem die Flüssigkeit oben wärmer ist als unten, also eine stabile Dichteverteilung herrscht, kann zur Erklärung der Ergebnisse der DK-Messungen nicht herangezogen werden. Denn bei einer derartigen Temperaturverteilung stellen sich die Molekülachsen senkrecht zur Richtung des Gefälles, in unserem Falle also horizontal, so daß eher ein zu großer Wert für $\Delta\varepsilon_t$ zu erwarten wäre als ein zu kleiner, wie er beobachtet wurde.

Da die vertikale Temperaturverteilung nicht die Ursache für die Ergebnisse der DK-Messungen sein konnte, blieb als letzte Möglichkeit die Ausbildung von vertikalen Konvektionsströmungen durch ein horizontales Temperaturgefälle. Mit Hilfe von Thermoelementen wurde festgestellt, daß in der kristallinen Flüssigkeit ein horizontales Temperaturgefälle von 0,3° pro cm herrschte. Es rührte offensichtlich daher, daß

die Erwärmung des Kondensators in der Hauptsache durch Wärmeleitung von der Ofenwand durch die Asbestzwischenlagen und die Tombakfedern nach den Außenplatten *a* erfolgte. Ein solches Temperaturgefälle kann eine langsame Zirkulation der Flüssigkeit hervorrufen, indem dieselbe auf der wärmeren Seite hochsteigt und auf der kälteren absinkt. Um uns zu vergewissern, daß hier die Ursache für unsere Befunde liegt, haben wir dieses horizontale Temperaturgefälle einmal durch Entfernen der Asbestzwischenlagen vergrößert und einmal durch Verstärken derselben verkleinert. Dabei wurden an *pp'*-Azoxyanisol in einem Magnetfeld von 2480 Gauß bei 122° C folgende Werte gemessen (zum Vergleich sind die oben genannten Werte noch einmal angeführt):

Temperaturgefälle 0,1°/cm:

$\Delta\varepsilon_t = 0{,}018, \qquad \Delta\varepsilon_l = -0{,}142 \qquad S = -1/8$

Temperaturgefälle 0,3°/cm:

$\Delta\varepsilon_t = 0{,}018, \qquad \Delta\varepsilon_l = -0{,}142 \qquad S = -1/8$

Temperaturgefälle 3,5°/cm:

$\Delta\varepsilon_t = 0{,}014, \qquad \Delta\varepsilon_l = -0{,}146 \qquad S = -1/10$

Man sieht, daß die Vergrößerung des Temperaturgefälles auf den 12fachen Wert tatsächlich eine Verkleinerung des Verhältnisses *S* hervorruft. Der Unterschied ist aber nur sehr gering. Die Verkleinerung des Temperaturgefälles auf ein Drittel seines ursprünglichen Wertes hatte dagegen überhaupt keine nachweisbare Änderung des Meßergebnisses zur Folge. Daraus ist wohl zu schließen, daß man sich bei 0,1°/cm schon im Sättigungsbereich der durch das horizontale Temperaturgefälle erzeugten Orientierung befand.

Dieses Ergebnis ist insofern überraschend, als nach den Stewartschen Untersuchungen ein vertikales Temperaturgefälle erst bei der Größenordnung von 1°/cm eine wesentliche Orientierung der Flüssigkeit zu erzeugen vermag. Es schien uns daher wünschenswert, auf möglichst unmittelbarem Wege festzustellen, ob in unserem Flüssigkeitskondensator tatsächlich eine derart starke Orientierung herrschte, wie man auf Grund der oben beschriebenen Versuchsergebnisse annehmen mußte. Die direkteste Methode hierzu ist die Untersuchung der Streuung von Röntgenstrahlen. Es handelte sich also darum, eine Debye-Scherrer-Aufnahme des kristallinflüssigen *pp'*-Azoxyanisols unter möglichst genau denselben Bedingungen zu machen, wie sie bei den DK-Messungen vorlagen.

d) Untersuchung des Ordnungszustandes durch Röntgenstreuung

Zu diesem Zweck mußte der Flüssigkeitskondensator mit seinem Ofen in eine Debye-Scherrer-Kammer eingebaut werden und mit geeigneten Öffnungen für den Durchgang des Röntgenstrahles versehen werden. Fig. 4 zeigt, wie dies

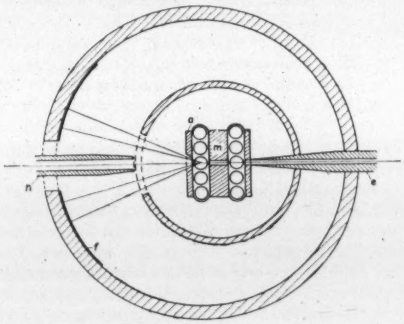


Fig. 4. Flüssigkeitskondensator in der Debye-Scherrer-Kammer. Querschnitt.

erreicht wurde. Die Strahlung fällt von rechts durch die Eintrittsblende *e* in die Kammer ein. Die Blende führt durch genau passende Öffnungen in der Ofenwand und in der rechten Kondensatoraußenplatte bis zu dem leeren, rechten Frequentabehälter. Durch eine Bohrung in der Mittelplatte *m* gelangt der Röntgenstrahl in den linken Frequentabehälter, in dem sich das *pp'*-Azoxyanisol befindet. In der linken Außenplatte *a* des Kondensators und in der Ofenwand links sind geeignete Öffnungen ausgeschnitten, die die obere Hälfte des Streukegels austreten lassen. Um die Temperaturverteilung im Ofeninnern möglichst wenig zu verschlechtern, sind beide Öffnungen mit Aluminiumfolie verschlossen, das Loch in der Ofenwand noch mit einer Lage Asbestpapier. *n* ist die Nullstrahlblende der Kammer, bei *f* befindet sich der Film. Der Ofen steht auf einer Asbestschieferplatte auf dem Boden der verlängerten Debye-Scherrer-Kammer. Die Aufnahmen wurden mit $Mo\text{-}K_\alpha$-Strahlung gemacht. Die Temperaturverteilung im Flüssigkeitskondensator wurde vor und nach den Aufnahmen kontrolliert und immer als völlig konstant gefunden. Mittels der zusätzlichen Heizwicklungen wurde dafür gesorgt, daß die Flüssigkeit oben wärmer war als unten (vertikales Temperaturgefälle von 0,1°/cm), so daß eine Entstehung von vertikalen Konvektionsströmungen infolge eines vertikalen Temperatur-

gradienten ausgeschlossen war. Das horizontale Temperaturgefälle wurde in der oben geschilderten Weise auf 0,3°/cm bzw. 3,5°/cm eingestellt. In beiden Fällen zeigten die bei 120° C aufgenommenen Diagramme eine deutliche Aufspaltung des diffusen Flüssigkeitsringes (s. Fig. 5), aus welcher hervorgeht, daß die Molekülachsen weitgehend

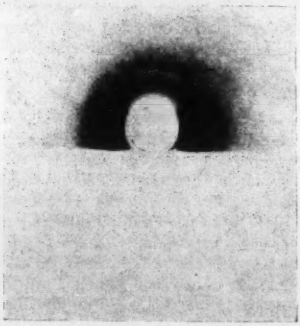


Fig. 5. Debye-Aufnahme von *pp'*-Azoxyanisol bei 120° C. Nachweis der durch ein horizontales Temperaturgefälle von 0,3°/cm erzeugten vertikalen Strömungsorientierung.

vertikal standen. Kontrollaufnahmen bei 142° und 135°, also in der klaren Phase, weisen einen gleichmäßigen Ring an derselben Stelle auf, während bei der bei 20° C, also am kristallisierten *pp'*-Azoxyanisol, gemachten Aufnahme kein diffuser Ring an der betreffenden Stelle vorhanden war. Damit ist also zuverlässig nachgewiesen, daß der bei 120° C beobachtete aufgespaltene Ring tatsächlich der *pl*-Phase zuzuschreiben ist.

Zusammenfassend ist also als Ergebnis der bisher beschriebenen Versuche folgendes festzustellen: Die Erklärung dafür, daß bei allen bisherigen DK-Untersuchungen an *pl*-Phasen der magnetische Transversaleffekt viel kleiner ausfiel, als erwartet werden mußte, liegt zweifellos darin, daß die *pl*-Phase schon ohne Magnetfeld weitgehend vororientiert war. Als Ursache dieser Vororientierung darf man allerdings nicht wie bisher die orientierende Wirkung der an den Gefäßwänden haftenden Schichten ansehen. Diese sog. Randwirkung ist zwar vorhanden, beschränkt sich aber auf dünne Randschichten von höchstens 0,05 mm Dicke und hat mit der hier beobachteten Orientierung der gesamten Flüssigkeit nichts zu tun. Letztere rührt vielmehr wahrscheinlich von Konvektionsströmungen in der *pl*-Phase her, die durch geringfügige Temperaturgefälle verursacht werden können. Nach Stewart erzeugt ein vertikales Temperaturgefälle von 1°/cm eine starke Vertikalstellung der Molekülachsen. Nach unseren Untersuchungen ruft auch ein horizontales Temperaturgefälle von nur 0,1°/cm eine praktisch vollständige Orientierung derselben Art hervor.

V. Die Feldstärke- und Temperaturabhängigkeit der magnetischen Orientierung

a) Ergebnisse

Unsere Behauptung, daß bei allen bisherigen Messungen der magnetischen DK-Änderungen eine starke transversale Vororientierung der *pl*-Phase vorgelegen haben müsse, steht im Widerspruch zu der in der Literatur häufig vertretenen Ansicht, daß gerade die Feldstärkeabhängigkeit der longitudinalen magnetischen DK-Änderung eine schöne Bestätigung der Schwarmtheorie bilde, indem sie mit der aus der Schwarmtheorie abgeleiteten Gleichung (1) befriedigend übereinstimme. Eine derartige Übereinstimmung würde aber gegen eine transversale Vororientierung sprechen; denn Beziehung (1) ist unter der sehr wesentlichen Voraussetzung abgeleitet worden, daß im feldfreien Zustand eine völlig regellose Verteilung der Schwärme vorliege.

Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Gleichung (1) wurde von Freedericksz und Repiewa (1927) an Hand der ersten Messungen Kasts (1924) durchgeführt. Wie Kast in einer späteren Arbeit aber selber betont (1927), lag gerade bei seinen ersten zur Entdeckung der magnetischen DK-Änderungen führenden Versuchen eine besonders starke Vororientierung in seinem Kondensator vor. Wir möchten daher annehmen, daß die von Freedericksz und Repiewa beim *pp'*-Azoxyanisol nachgewiesene Übereinstimmung bis zu einem gewissen Grade eine mehr zufällige sei und auch die Genauigkeit der damaligen Messungen nicht ausreiche, um Schlüsse auf die Richtigkeit der Theorie zu ziehen. Es ist außerdem noch zu betonen, daß gerade der für die Schwarmtheorie besonders charakteristische Kurvenverlauf bei sehr kleinen Feldstärken mit dem theoretischen Verlauf überhaupt noch nicht verglichen worden ist.

Wir haben daher die DK-Verkleinerung im longitudinalen Magnetfeld bei 3 verschiedenen Temperaturen als Funktion der magnetischen Feldstärke bis herab zu möglichst kleinen Feldern noch einmal gemessen, um die Ergebnisse mit Beziehung (1) vergleichen zu können. Weiterhin haben wir auch die Feldstärkeabhängigkeit des magnetischen Transversaleffektes untersucht, da dieser bisher nur in Magnetfeldern großer Intensität, in denen Sättigungsorientierung auftrat, beobachtet worden war.

Die Messungen wurden mit einer elektrischen Wechselspannung von 64 Volt am Flüssigkeitskondensator durchgeführt. Extrapolation auf die Spannung o wurde nicht vorgenommen, da sie in Anbetracht der in der kristallinen Flüssigkeit sowieso herrschenden transversalen Vororientierung (vgl. Abschn. IV) keinen Sinn hatte. Die Temperaturverteilung im Flüssigkeitskondensator war bei diesen Messungen so, daß ein vertikales Temperaturgefälle von 0,01°/cm (oben wärmer) und ein horizontales Temperaturgefälle von 0,3°/cm herrschten.

b) Diskussion

Fig. 6 enthält die Ergebnisse. Man entnimmt ihr im wesentlichen folgende drei Tatsachen:

1. Die DK-Vergrößerung im transversalen Magnetfeld nimmt als Funktion der magnetischen Feldstärke H rein qualitativ denselben Verlauf und erreicht ihre Sättigungswerte bei denselben Magnetfeldstärken wie $\Delta\varepsilon_t$. Ihre Werte sind durchgehend wesentlich kleiner als die Hälfte des Betrages der im Magnetfeld derselben Größe gemessenen DK-Verkleinerung $\Delta\varepsilon_t$ – zweifellos wieder eine Folge der in Abschn. IV nachgewiesenen Vororientierung.
2. Die $\Delta\varepsilon_t$-Kurven können nicht mit Hilfe der Funktion $\Omega_1(\sqrt{b})$ dargestellt werden. Man kann dies leicht auf folgende Weise sehen: Wir betrachten die für 120° erhaltenen Werte. Der Sättigungswert, dem $\Delta\varepsilon_t$ zustrebt, ist bei dieser Temperatur ziemlich genau — 0,157. Er wäre $-\frac{2}{3}(\varepsilon_2-\varepsilon_1)$ gleichzusetzen; denn diesem Wert nähert sich die Funktion $-\frac{1}{2}(\varepsilon_2-\varepsilon_1)\cdot\Omega_1(\sqrt{b})$ asymptotisch. Damit erhält man $\Delta\varepsilon_t = -0{,}118\cdot\Omega_1(\sqrt{b})$. Nun kann man zu jedem gemessenen $\Delta\varepsilon_t$-Wert den zugehörigen Wert der Funktion $\Omega_1(\sqrt{b})$ berechnen. Aus der von Gans (1916) berechneten Wertetabelle für $\Omega_1(\sqrt{b})$ gewinnt man dann durch graphische Interpolation die entsprechenden Werte der Abszisse $\sqrt{b}$. Da $\sqrt{b} = \sqrt{\frac{(\mu_1-\mu_2)v}{kT}}\cdot H$ ist, muß das Verhältnis $\sqrt{b}/H$ für alle Magnetfeldstärken denselben Wert haben. Tabelle 3 zeigt, daß dies nicht der Fall ist.
3. Zu ähnlichen Ergebnissen gelangt man auch, wenn man den Einfluß der Temperatur auf die $\Delta\varepsilon_t$-Werte einer Prüfung unterzieht: Nach der Theorie ist $\Delta\varepsilon_t$ mit großer Annäherung gleich dem Produkt einer reinen Funktion der Temperatur und einer reinen Funktion des Magnetfeldes, da $(\varepsilon_1-\varepsilon_2)$ nur von der Temperatur abhängig und $\sqrt{b}$ praktisch von der Temperatur unbeeinflußt ist. Dividiert man also z. B. die bei 120° und bei 128° im selben Magnetfeld gemessenen Werte durcheinander, dann müßte man für alle Magnetfeldintensitäten dieselben Verhältnisse erhalten, nämlich das Verhältnis der DK-Anisotropien bei den beiden Temperaturen. Spalte 5 in Tabelle 3 zeigt, daß dies wiederum nicht der Fall ist.

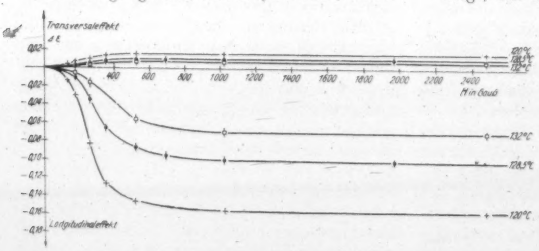


Fig. 6. pp'-Azoxyanisol. Magnetischer Transversal- und Longitudinaleffekt.

Zusammenfassend ist also festzustellen, daß die bisher behauptete gute Übereinstimmung der beobachteten magnetischen DK-Änderungen mit den Aussagen der Schwarmtheorie einer genaueren Prüfung nicht standhält. Die Gleichungen (1) und (2) können an dem vorliegenden experimentellen Material überhaupt nicht nachgeprüft werden, da die wesentliche Voraussetzung der vollkommen ungeordneten Verteilung der Schwär-

Tabelle 3

Magnetischer Longitudinaleffekt an pp'-Azoxyanisol bei 120° C

Magnetfeld H in Gauß	$\Delta\varepsilon_t$ beob.	$\sqrt{b}$	$\sqrt{b}/H$	$\Delta\varepsilon_{120°}/\Delta\varepsilon_{128,5°}$
130	— 0,0135	0,8	0,0062	
175	— 0,030	1,14	0,0065	3,10—2,42
260	— 0,083	1,96	0,0075	2,47—2,28
350	— 0,127	2,95	0,0084	1,97—1,88
520	— 0,146	4,55	0,0087	1,71—1,65
1020	— 0,156	11,05	0,0108	
2480	— 0,157	—	—	1,58—1,53

me bei keiner der bisherigen Untersuchungen erfüllt war; denn es ist anzunehmen, daß bei allen vorliegenden DK-Messungen eine durch Wärmekonvektionsströmungen hervorgerufene Orientierung der *pl*-Phase eine wesentliche Rolle spielte.

VI. Schluß

Überblicken wir das gesamte über die magnetischen DK-Änderungen an *pl*-Phasen vorliegende Material, dann können wir folgendes abschließend feststellen:

1. Alle bei dielektrischen Messungen gefundenen Ergebnisse stimmen zwar qualitativ mit den Vorstellungen der Schwarmtheorie überein, eine quantitative Übereinstimmung kann aber nirgends nachgewiesen werden.
2. Die wichtigste Ursache für die fehlende quantitative Übereinstimmung liegt nicht darin, daß die bei der Ableitung der Gleichungen (1) und (2) benutzte Voraussetzung des Fehlens jeglicher Wechselwirkung zwischen den Schwärmen nicht erfüllt ist. Das in Abschnitt IV eingehend untersuchte Verhältnis des Transversaleffektes zum Longitudinaleffekt müßte im Sättigungsfalle auch bei starker Wechselwirkung zwischen den Schwärmen den Wert $-1/2$ haben, wie wir in Abschnitt IV einleitend erörterten. In Wirklichkeit erhält man aber immer Werte von etwa $-1/10$. Als Ursache hierfür sind in erster Linie Strömungen zu nennen, die durch geringfügige Temperaturunterschiede hervorgerufen werden und die eine starke transversale Vororientierung der *pl*-Phase erzeugen.
3. Die fehlende quantitative Übereinstimmung sagt nichts gegen die Schwarmtheorie aus. Die Theorie kann vielmehr an dem vorliegenden experimentellen Material über den Zusammenhang zwischen DK-Änderung und Feldstärke überhaupt nicht nachgeprüft werden, da bei allen dielektrischen Messungen zweifellos eine starke Vororientierung der *pl*-Phase herrschte.
4. Unsere Untersuchungen haben als den eigentlich entscheidenden Prüfstein für die Richtigkeit der Schwarmtheorie die Frage herausgearbeitet, ob sich bei sorgfältigster Vermeidung geringster Strömungen in einer *pl*-Phase tatsächlich ein Zustand völliger Unordnung der Elementarbereiche (Schwärme) einstellt, d. h. ob man also den Zustand überhaupt realisieren kann, den die Schwarmtheorie als den Normalzustand der von äußeren Kräften unbeeinflußten *pl*-Phase ansieht.

Aus zeitbedingten Gründen mußte die Arbeit bei diesem Stand abgebrochen werden und die experimentelle Prüfung der eben genannten Frage vorläufig verschoben werden. Herrn Professor W. Kast danke ich für seine entgegenkommende Unterstützung mit den Hilfsmitteln des Institutes und für zahlreiche anregende Diskussionen.

Literaturverzeichnis

Chatelain, P., C. R. **213**, 875, 1941 und **214**, 32, 1942.
Freedericksz, V., und A. Repiewa, Zeitschr. f. Phys. **42**, 532, 1927.
– und W. Zwetkoff, Acta phys. chim. URSS. **8**, 895, 1935.
Gans, R., Ann. d. Phys. (4) **49**, 149, 1916.
Jezewski, M., Journ. Phys. Rad. (VI) **5**, 59, 1924.
– Zeitschr. f. Phys. **40**, 153, 1927.
– Zeitschr. f. Phys. **52**, 268, 1929.
Kast, W., Ann. d. Phys. (4) **73**, 145, 1923.
– Ann. d. Phys. (4) **83**, 391, 1927.
– Zeitschr. f. Phys. **71**, 39, 1931.
– und L. S. Ornstein, Zeitschr. f. Phys. **87**, 763, 1934.
Maier, W., Ann. d. Phys. (5) **33**, 210, 1938.
Marinin, W., und W. Zwetkoff, Acta phys. chim. URSS. **11**, 837, 1939.
Ornstein, L. S., Ann. d. Phys. **74**, 445, 1924.
Riwlin, R., Diss. Utrecht 1923.
Stewart, G. W., Journ. Chem. Phys. **4**, 231, 1936.
– D. O. Holland und L. M. Reynolds, Phys. Rev. **58**, 174, 1940.
Wijk, A. v., Ann. d. Phys. (5) **3**, 879, 1929.
Zwetkoff, W., und W. Marinin, Acta phys. chim. URSS. **13**, 219, 1940.

Halle (S.), Institut für experimentelle Physik der Universität, den 5. August 1944.

(Eingegangen 9. August 1944)

Mechanismus der Wirkung ionisierender Strahlen auf Lösungen. II.

Von K. G. Zimmer und J. Bouman

(Aus der Genetischen Abteilung am Kaiser-Wilhelm-Institut zu Berlin-Buch)

Zusammenfassung

Die durch Bestrahlung in wäßriger Lösung hervorgerufene Veränderung von Tyrosin wurde in Abhängigkeit von der Bestrahlungsdosis, von der Anfangskonzentration der Lösung und von der räumlichen Dichte der von der Strahlung erzeugten Ionisation untersucht. Es ergab sich, daß der relative Umsatz je Dosiseinheit mit abnehmender Anfangskonzentration wächst und bei gleichbleibender Anfangskonzentration mit steigender Ionisationsdichte abnimmt. Diese Befunde können durch die Annahme gedeutet werden, daß primär vom Lösungsmittel aufgenommene Energie über eine mittlere Entfernung von etwa 10^{-8} cm auf reaktionsfähige Moleküle übertragen werden kann. Die durchschnittliche Wahrscheinlichkeit, daß eine innerhalb dieser Entfernung vom Molekül stattfindende Ionisation die untersuchte Reaktion auslöst, betrug bei unseren Versuchen etwa 0,04.

Einleitung

Im Rahmen unserer Untersuchungen über den Mechanismus der von verschiedenen Autoren beobachteten Energieübertragungserscheinungen bei Röntgenbestrahlung wäßriger Lösungen hielten wir es, wie bereits in der vorhergehenden Mitteilung (Zimmer, 1944) erwähnt, für wichtig, den Einfluß der räumlichen Ionisationsdichte zu prüfen. Hierzu wurden wäßrige Lösungen der Aminosäure Tyrosin vergleichend mit Röntgen- und Alphastrahlen bestrahlt. Über die dabei erhaltenen Ergebnisse wird im folgenden berichtet.

Reaktion und Versuchsmethodik

Tyrosin wird in wäßriger Lösung durch Röntgenbestrahlung verändert, derart, daß mit steigender Dosis die mit Phenolreagenz (Folin und Ciocalteau, 1927) erhaltene Blaufärbung abnimmt (Stenström, 1929). Die Veränderung wurde daher als nicht näher definierte Beeinflussung der Phenolgruppe des Tyrosinmoleküls gedeutet. Wir haben der Frage nach der Art der Moleküländerung keine weitere Beachtung geschenkt, da sie für unsere Problemstellung zunächst ohne wesentliches Interesse ist und da wir feststellen konnten, daß die durch die Farbänderung angezeigte Reaktion gut reproduzierbar ist.

Da sich Tyrosin in reinem Wasser nicht gut löst, benutzten wir für unsere Versuche 0,1 *n*-Salzsäure als Lösungsmittel. Vor dem Lösen war das Tyrosin zur Reinigung mehrmals umkristallisiert worden. Nach der Bestrahlung wurde ein geeigneter Teil der Lösung abpipettiert, mit Phenolreagenz versetzt und die entstandene Färbung mit der aus unbestrahlter Tyrosinlösung gleicher Konzentration erhaltenen Färbung mittels eines lichtelektrischen Kolorimeters verglichen. Die Bestrahlung erfolgte zur Vermeidung von Konzentrationsänderungen in Glasgefäßen mit eingeschliffenem Deckel.

Als Strahlenquellen verwandten wir Röntgenstrahlen mittlerer Härte und *ThX*-Lösungen, bei denen die vom *ThX* und seinen Folgeprodukten ausgesandten α-Teilchen zur Wirkung kamen. Die Benutzung von *ThX*-Lösungen als α-Strahlenquelle brachte gewisse versuchstechnische Schwierigkeiten mit sich, da die *ThX*-Lösungen, die mit den Tyrosinlösungen direkt gemischt werden mußten, Kalziumionen enthielten. Diese ergaben bei der Durchführung der Farbreaktion einen Niederschlag, der zwar abzentrifugiert werden konnte, aber einen Teil der Farbe adsorbiert hielt. Da jedoch als α-Strahler nur *ThX*-Lösungen zur Verfügung standen, mußte der durch das Kalzium hervorgerufene Farbverlust im Blindversuch besonders bestimmt und bei den Bestrahlungsversuchen als Korrektur berücksichtigt werden.

Wegen der durch das Ziel der Arbeit gegebenen Notwendigkeit des Vergleichs der Wirkungen zweier Strahlenarten bedurfte im Gegensatz zu den in der vorigen Mitteilung beschriebenen Versuchen die Dosismessung einer sorgfältigen Beachtung. Bei den Versuchen mit Röntgenstrahlung wurde die Dosis in Röntgen (r) mittels eines auf Luftionisation beruhenden Dosimeters (Ionognom) und mittels einer genau bekannten Testreaktion, der Oxydation von Ferro- zu Ferri-Ionen (Fricke und Morse, 1927) bestimmt. Bei den α-Strahlversuchen wurde mittels eines bleigepanzerten Elektroskops das Radium-γ-Äquivalent der fertig gemischten Lösungen festgestellt und hieraus sowie aus der Versuchsdauer die Zahl der in der Lösung auftretenden α-Teilchen berechnet. Da deren Energie sowie die von 1 r auf 1 cm³ Wasser übertragene Energie bekannt ist, kann man unter der Annahme, daß die Ionisationsarbeit in Wasser für Elektronen und α-Teilchen gleich ist, die Zahl der von beiden Strahlungen erzeugten Ionisationen angeben. Um einen Vergleich mit anderen Arbeiten zu erleichtern, haben wir die Bestrahlungsdosen für beide Strahlenarten nicht in Ionenpaaren je cm³ Wasser, sondern in kr (Kiloröntgen) angegeben, wobei $1{,}61 \cdot 10^{15}$ Ionenpaare/cm³ Wasser 1 kr gleichgesetzt wurden.

Ergebnisse und Diskussion

Die Ergebnisse der Versuche mit Röntgen- und Alphastrahlung sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Für die Abhängigkeit des Bruchteils der veränderten Moleküle von der Dosis ist eine klare Beziehung aus den Werten nicht angebbar, da die Bruchteile, abgesehen von Schwankungen, zwischen den Kurven

$$N^*/N_0 = kD \qquad (1)$$

und

$$N^*/N_0 = 1 - e^{-kD} \qquad (2)$$

liegen. Dieser Befund ist auf Grund der Ergebnisse anderer Autoren (Fricke, 1938) verständlich, da eine streng lineare Beziehung nur bei Anwendung extrem reinen Wassers als Lösungsmittel und lediglich bei solchen reagierenden Molekülarten auftritt, die nur in einer Weise reagieren und allein bei dieser Reaktion Energie aufnehmen können. Diese beiden Voraussetzungen lagen bei unseren Tyrosinlösungen jedoch nicht vor.

Mit Röntgenstrahlung wurden, wie aus Tabelle 1 ersichtlich, Versuche bei 4 verschiedenen Tyrosinkonzentrationen im Bereich von $5{,}5 \cdot 10^{-3}$ bis $5{,}5 \cdot 10^{-6}$ molar durchgeführt. Wir konnten dabei den früher in einem kleineren Konzentrationsbereich erhobenen Befund (Stenström, 1929) voll bestätigen, daß der relative Umsatz je Dosiseinheit mit abnehmender Ausgangskonzentration der Lösung zunimmt. Es kann daraus mit Sicherheit geschlossen werden, daß primär vom Lösungsmittel aufgenommene Energie auf die reaktionsfähigen Moleküle übertragen wird, da der relative Umsatz von der Konzentration unabhängig sein müßte, wenn nur die primär in den reaktionsfähigen Molekülen absorbierte Energie wirksam wäre.

Die letzte Spalte der Tabelle 1 zeigt, daß die Zunahme des relativen Umsatzes bei Konzentrationsverminderung um einen Faktor 10 bei kleineren Konzentrationen geringer wird. Dies ist ein Hinweis darauf, daß die vom Lösungsmittel aufgenommene Energie nur dann auf ein

Tabelle 1

Durch Bestrahlung in wäßrigen Lösungen hervorgerufene Veränderung von Tyrosin

Konzentration der Lösung	Dosis in kr	Bruchteil der veränderten Moleküle	Bruchteil der je 1 kr veränderten Moleküle	Zunahme der relativen Ausbeute bei Konzentrationsabnahme auf je $^1/_{10}$
Röntgenstrahlung				
0,001 mg/ml $= 5{,}5 \cdot 10^{-6}$ m	61	0,51	$8{,}3 \cdot 10^{-3}$	$8{,}6 \cdot 10^{-3}/2{,}5 \cdot 10^{-3} = \mathbf{3{,}4}$
	61	0,51	$8{,}3 \cdot 10^{-3}$	
	58	0,53	$9{,}1 \cdot 10^{-3}$	
	Mittelwert		$\mathbf{8{,}6 \cdot 10^{-3}}$	
0,01 mg/ml $= 5{,}5 \cdot 10^{-5}$ m	155	0,44	$2{,}8 \cdot 10^{-3}$	$2{,}5 \cdot 10^{-3}/4{,}0 \cdot 10^{-4} = \mathbf{6{,}3}$
	145	0,37	$2{,}6 \cdot 10^{-3}$	
	87	0,21	$2{,}4 \cdot 10^{-3}$	
	82	0,23	$2{,}8 \cdot 10^{-3}$	
	244	0,62	$2{,}5 \cdot 10^{-3}$	
	322	0,71	$2{,}2 \cdot 10^{-3}$	
	330	0,72	$2{,}2 \cdot 10^{-3}$	
	Mittelwert		$\mathbf{2{,}5 \cdot 10^{-3}}$	
0,1 mg/ml $= 5{,}5 \cdot 10^{-4}$ m	391	0,19	$4{,}9 \cdot 10^{-4}$	$4{,}0 \cdot 10^{-4}/5{,}3 \cdot 10^{-5} = \mathbf{7{,}5}$
	192	0,06	$3{,}1 \cdot 10^{-4}$	
	405	0,21	$5{,}2 \cdot 10^{-4}$	
	1280	0,45	$3{,}5 \cdot 10^{-4}$	
	1026	0,33	$3{,}2 \cdot 10^{-4}$	
	Mittelwert		$\mathbf{4{,}0 \cdot 10^{-4}}$	
1 mg/ml $= 5{,}5 \cdot 10^{-3}$ m	2530	0,13	$5{,}1 \cdot 10^{-5}$	—
	5370	0,29	$5{,}4 \cdot 10^{-5}$	
	Mittelwert		$\mathbf{5{,}3 \cdot 10^{-5}}$	
Alphastrahlung				
0,1 mg/ml $= 5{,}5 \cdot 10^{-4}$ m	4250	0,61	$1{,}4 \cdot 10^{-4}$	—
	6040	0,67	$1{,}1 \cdot 10^{-4}$	
	3200	0,48	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$	
	1560	0,31	$2{,}0 \cdot 10^{-4}$	
	1440	0,17	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$	
	2750	0,57	$2{,}1 \cdot 10^{-4}$	
	Mittelwert		$\mathbf{1{,}6 \cdot 10^{-4}}$	

reaktionsfähiges Molekül übertragen werden kann, wenn die Entfernung nicht zu groß ist. Eine nicht näher erläuterte Abschätzung (Fricke und Demerec, 1937) lieferte für diese Entfernung in Wasser den Wert $\delta \approx 10^{-6}$ cm.

Die ebenfalls in Tabelle 1 aufgeführten Versuche mit α-Strahlen lieferten einen 2,5mal geringeren relativen Umsatz je Dosiseinheit als Röntgenversuche mit der gleichen Anfangskonzentration. Das Auftreten einer geringeren Wirksamkeit je Dosiseinheit bei Strahlungen mit hoher räumlicher Ionisationsdichte ist uns aus der Strahlenbiologie vielfach bekannt und wurde im Rahmen der Treffertheorie der biologischen Strahlenwirkung dadurch gedeutet, daß bei dicht ionisierender Strahlung offenbar mit größerer Wahrscheinlichkeit mehr als 1 Ionisation in einen Treffbereich fällt als bei weniger dicht ionisierender, und daß, falls 1 Ionisation zur Auslösung der Reaktion genügt, alle weiteren „verlorengehen". In Lösungen wurde eine derartige Wirkungsabnahme bei dicht ionisierender Strahlung bisher nicht beobachtet, die Möglichkeit ihres Auftretens teils für unwahrscheinlich (Fricke und Demerec, 1937), teils für wahrscheinlich (Sommermeyer, 1941) gehalten. An dieser Stelle muß darauf hingewiesen werden, daß die von uns festgestellte Wirkungsabnahme nicht etwa eine sog. Schutzwirkung durch Fremdstoffe darstellt (Stenström und Lohmann, 1931, Dale, 1942), die darauf beruht, daß die primär vom Lösungsmittel aufgenommene Energie nicht nur an die gelöste Molekülart übertragen wird, deren Reaktion zu untersuchen ist, sondern an zufällig oder absichtlich beigefügte Fremdstoffe, die damit Energie „wegfangen" und so die reagierende Molekülart „schützen". Bei unseren Versuchen mit α-Strahlung waren, wie bereits erwähnt, Kalziumionen anwesend. Diese vermögen jedoch, wie Versuche über die Beeinflussung der Reaktionsrate durch Zusatz von Kalziumchlorid ergeben haben, keine Energie aufzunehmen und daher auch keine Schutzwirkung auszuüben (s. Tabelle 2 und Stenström und Lohmann, 1931).

Eine quantitative Auswertung der mit α-Strahlung erhaltenen Ergebnisse ist auf verschiedenem Wege möglich. Zuerst soll aus der Reaktionsgeschwindigkeit ein Wirkungsquerschnitt gegenüber α-Durchgang berechnet werden. Der Bestrahlungsdosis D Ionenpaare je cm³ entspricht, wenn η die Zahl der von den α-Teilchen je cm ihrer Bahn erzeugten Ionenpaare ist, der Durchgang von $\Delta = D/\eta$ α-Teilchen durch 1 cm² der Lösung. Somit kann aus

$$N^*/N_0 = 1 - e^{-\sigma\Delta} \qquad (3)$$

ein Wirkungsquerschnitt σ gegenüber Durchgang eines α-Teilchens berechnet werden. Da, wie wir an anderer Stelle dargelegt haben (Zimmer, 1943), bei nicht allzu kleinen Gebilden anzunehmen ist, daß wegen der hohen Ionisationsdichte jeder α-Durchgang die untersuchte Reaktion zur Folge hat, kann man den Radius des Wirkungsquerschnitts σ als Summe der Entfernung δ, aus der vom Lösungsmittel aufgenommene Energie an das reaktionsfähige Molekül gelangt, und des Radius ϱ der α-Ionisationssäule interpretieren. Da der Dosis $D = 1$ kr, wie im vorigen Abschnitt auseinandergesetzt wurde, $1{,}61 \cdot 10^{15}$ Ionenpaare je cm³ Wasser und bei der Ionisationsdichte $\eta = 4{,}5 \cdot 10^7$ $\Delta = D/\eta = 3{,}6 \cdot 10^7$ α-Teilchen je cm² entsprechen, liefert die von uns gemessene relative Ausbeute von $1{,}6 \cdot 10^{-4}$ kr^{-1} einen Wirkungsquerschnitt $\sigma = \pi(\delta + \varrho)^2 = 4{,}5 \cdot 10^{-12}$ cm² und somit

$$\delta + \varrho = 1{,}2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}.$$

Ein genauer Wert für ϱ ist uns nicht bekannt, so daß aus unserer Betrachtung für δ nur eine obere Grenze gefolgert werden kann. Sie liegt in guter Übereinstimmung mit der erwähnten Abschätzung Frickes bei $\delta \approx 10^{-6}$ cm.

Doch läßt die bei α-Teilchen gegenüber Röntgenstrahlen beobachtete Wirkungsverminderung noch eine ganz andere Auswertung zu, die sich an die oben mitgeteilte Deutung der Wirkungsverminderung als Ionisationsverlust im Treffbereich anschließt. Nimmt man versuchsweise den Radius des Treffbereichs zu $r = \delta + \varrho = 1{,}2 \cdot 10^{-6}$ cm an, so sollte beim Übergang von Röntgen- zu Alphastrahlung der Wirkungsverlust (Überlappungsfaktor, Lea, 1940) $F \approx 4r\eta/3 = 72$ betragen. Gefunden wurde $F = 2{,}5$. Dieser Unterschied kann dadurch erklärt werden, daß nicht jede in den Treffbereich fallende Ionisation mit der Wahrscheinlichkeit $p = 1$ wirkt, sondern daß für die hier untersuchte Reaktion $p < 1$ ist (Sommermeyer, 1941). Wir würden danach $p = 2{,}5/72 = 0{,}035$ erhalten. Man kann nun versuchen, aus den Röntgenbestrahlungsversuchen mit dem so gewonnenen Wert für die Wirkungswahrscheinlichkeit p den wahren, durch

$$N^*/N_0 = 1 - e^{-p\tau D} \qquad (4)$$

Tabelle 2

Die durch Röntgenbestrahlung in wäßrigen Lösungen mit und ohne Zusatz von Kalziumionen hervorgerufene Veränderung von Tyrosin

Ca-Gehalt der Lösung in mg $CaCl_2$ je cm³	Dosis in relativen Einheiten	Effekt = Proz. verändertes Tyrosin
0	50	29,9
63	50	29,8

gegebenen Treffbereich τ zu berechnen und erhält aus $N^*/N_0 = 4 \cdot 10^{-4} kr^{-1} = 4 \cdot 10^{-4}/1{,}61 \cdot 10^{15} = 2{,}5 \cdot 10^{-19}$ je Ionenpaar $\tau = 2{,}5 \cdot 10^{-19}/0{,}035 = 7{,}2 \cdot 10^{-18}$ cm³ mit dem Radius

$$r = 1{,}2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}.$$

Die von uns beobachtete Abnahme des relativen Umsatzes je Dosiseinheit mit steigender Ionisationsdichte führt somit zu dem Ergebnis, daß die primär vom Lösungsmittel aufgenommene Energie mit der Wahrscheinlichkeit $p \approx 0{,}04$ auf ein reaktionsfähiges Molekül übertragen wird, wenn die Entfernung zwischen dem Ort der primären Energieabsorption (Ionisation) und dem Molekül im Mittel etwa 10^{-6} cm beträgt.

Literaturverzeichnis

Dale, W. M., The effect of X-rays on the conjugated protein d-amino-acid-oxidase. Biochem. Journ. **36**, 80, 1942.

Folin, O. und V., Ciocalteau, On tyrosine and tryptophane determinations in proteins. Journ. Biol. Chem. **73**, 627, 1927.

Fricke, H., The denaturation of proteins by high frequency radiations. Cold Spring Harbor Symposia on Quant. Biol. **6**, 164, 1938.

Fricke, H. und M. Demerec, The influence of wave length on genetic effects of X-rays. Proc. Nat. Acad. Sci. **23**, 320, 1937.

– und St. Morse, Die Verwendung der Oxydation einer verdünnten Ferrosulfatlösung als Eichungsmaß der Röntgenstrahlendosis. Strahlenther. **26**, 757, 1927.

Lea, D. E., A radiation method for determining the number of genes in the X-chromosome of Drosophila. Journ. Genetics **39**, 18, 1940.

Sommermeyer, K., Über direkte und indirekte Strahlenwirkung. Strahlenther. **70**, 184, 1941.

– Zur statistischen Analyse der Wirkung harter Strahlen auf biologische Objekte II. Strahlenther. **69**, 715, 1941.

Stenström, W., Effect of röntgen-radiation on certain chemical compounds. Radiology **13**, 437, 1929.

– und A. Lohmann, Colour changes produced by röntgen rays in some aqueous solutions. Radiology **16**, 322, 1931.

Zimmer, K. G., Statistische Ultramikrometrie mit Röntgen-, Alpha- und Neutronenstrahlung. Physikal. Zeitschr. **44**, 235, 1943.

– Mechanismus der Wirkung ionisierender Strahlen auf Lösungen I. Physikal. Zeitschr. **46**, 265, 1945.

(Eingegangen 17. August 1944)

Eigenschwingungen und Kristallstruktur

Von F. Matossi

Zusammenfassung

Der Einfluß der Symmetrieklasse eines Kristalls auf die Anzahl der Eigenschwingungen wird besprochen. Unter Umständen ist es möglich, Kristallklassen, die an und für sich mit der Schwerpunktsanordnung der Atome verträglich sind, durch Abzählung der Eigenschwingungen auszuschließen oder auch eine Mindestsymmetrie für die Eigensymmetrie der Atome anzugeben. Der Begriff des Kristallmoleküls wird diskutiert.

Ramanspektrum und ultrarotes Spektrum eines Kristalls hängen eng mit dessen atomarem Aufbau zusammen, jedoch ist der Zusammenhang derart, daß man nicht eindeutig vom beobachteten Spektrum auf die Kristallstruktur zurückschließen kann. Zu Kristallstrukturbestimmungen sind daher diese spektralen Methoden nicht, bzw. nur in sehr begrenztem Maße brauchbar. Immerhin scheinen mir einige im folgenden näher gekennzeichnete Beziehungen zwischen den „Auswahlregeln" der Eigenschwingungen und der Struktur eines Kristalles von allgemeinerem Interesse zu sein, insbesondere auch für die Frage nach der Gültigkeit des Molekülbegriffs in Kristallen.

1. Der allgemein bekannte atomare Aufbau eines Steinsalzkristalls (Fig. 1) ist vom Standpunkt der geometrischen Anordnung der Atomschwerpunkte aus nicht eindeutig einer der kubischen Kristallklassen zuzuordnen, da er mit der Symmetrie jeder dieser Kristallklassen verträglich ist. Es ist nun bemerkenswert, daß das Ra-

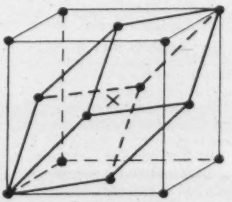


Fig. 1. Basiszelle (Rhomboeder) und Elementarparallelepiped (Würfel) für Steinsalz.
• *Na*, × *Cl* (nur Zentralatom gezeichnet).

man- bzw. Ultrarotspektrum wenigstens grundsätzlich eine Möglichkeit gibt, einige dieser Klassen auszuscheiden, da die die Intensität im Spektrum bestimmenden Auswahlregeln nicht nur von der Atomanordnung abhängen, sondern auch von der Zugehörigkeit der betreffenden Anordnung zu einer dieser Klassen. Auf Grund bekannter Vorschriften über Abzählung der zu verschiedenen „Rassen" gehörenden Eigenschwingungen[1]) ergibt sich z. B. für die Eigenschwingung von *NaCl*, daß sie im Ramaneffekt verboten und im Ultrarot aktiv ist, wenn *NaCl* den Klassen O_h, O oder T_h angehört. Für T_d und T jedoch sollte die Eigenschwingung des *NaCl* im Ramaneffekt auch erlaubt sein, und zwar sollte sie depolarisiert[2]) auftreten. Für die übrigen Alkalihalogenide vom Steinsalztypus gilt dasselbe. Die Beobachtung spricht für die erstgenannten Klassen wenn auch grundsätzlich einerseits aus dem Nichtbeobachtetsein einer Spektrallinie kein eindeutiger Schluß zu ziehen ist, anderseits über die wirkliche Intensität der betreffenden Ramanlinien keine positive theoretische Aussage gemacht werden kann. Jedenfalls ist aber in der Auswertung der Abhängigkeit der Intensitätsregeln von Atomanordnung und Kristallklassen ein grundsätzlich brauchbares Kriterium zur Aussonderung von Kristallklassen gegeben.

Als weitere Beispiele seien genannt:

SiC III kann den Klassen C_{3v} oder C_6 zugeordnet werden. In Klasse C_{3v} müßten 7 depolarisierte, entartete und 3 polarisierte Ramanlinien vorhanden sein, die alle im Ultrarot aktiv sein sollten; in Klasse C_6 bei gleicher Anordnung der Atomschwerpunkte 3 polarisierte und 8 depolarisierte, entartete Linien, wovon 4 entartete ultrarot-inaktiv sind.

Cristobalit hat in Klasse O_h nur 1 ultrarotaktive, im Ramaneffekt verbotene Eigenschwingung, in Klasse O 2 ultrarot-aktive dreifache, außerdem eine zweifache und zwei dreifache, die nur im Ramaneffekt auftreten dürfen; in Klasse T_h 4 dreifache Schwingungen, wovon nur eine im Ramaneffekt erlaubt ist, die anderen im Ultrarot.

2. Die unter Umständen geringere als holoedrische Symmetrie eines Alkalihalogenidkristalls, wie sie ja schon seit langem bei *KCl* angenommen wird, kann entweder auf zu geringer Eigensymmetrie der einzelnen Atome beruhen oder auch darauf, daß die Lage der Atome nicht genau die der Fig. 1 ist, sondern daß kleine Abweichungen auftreten, die zur Folge haben, daß man erst nach einer größeren Anzahl von Schritten wieder auf strukturell völlig gleichwertige Atome kommt, daß also die Identitätsperiode größer ist. Die Abweichungen müssen natürlich derart sein, daß auch das nun größere Elementarparallelepiped zur kubischen Symmetrie gehört, sie sind also nicht völlig willkürlich. Niggli[3]) hat mehrere solcher Möglichkeiten geometrisch durchdiskutiert. Berechnet man z. B. für eine dieser Möglichkeiten (Nigglis Fig. 168) die Anzahl der zu verschiedenen Rassen gehörenden Eigenschwingungen, so erhält man 27 ultrarotaktive Schwingungen, die im Ramaneffekt verboten sind, 36 ultrarot-inaktive depolarisierte Ramanlinien und 4 ultrarot-inaktive Ramanlinien mit verschwindendem Depolarisationsgrad. Ähnlich verhält es sich für die anderen Möglichkeiten. Beobachtet ist nur eine ultrarotaktive Schwingung. Wenn auch die Theorie weder darüber etwas Genaueres aussagt, ob die vielen zusätzlichen Schwingungen sich genügend deutlich bezüglich der Frequenz unterscheiden, noch darüber, ob die an sich endliche Intensität der Raman-aktiven Schwingungen zu einer Beobachtung ausreicht, so ist doch nicht anzunehmen, daß wirklich diese Möglichkeit der Deutung der relativ niedrigen Symmetrie von *KCl* das Richtige trifft. Auch Niggli hat ja diese Deutung nicht als wahrscheinlich hingestellt.

Die Annahme, daß die etwaige geringere Eigensymmetrie der Atome die Ursache für die Herabsetzung der Gesamtsymmetrie eines bezüglich der Schwerpunktanordnung höher symmetrischen Gitters sei, führt sofort zu der Frage, ob es denn für das ultrarote und Ramanspektrum nicht doch nur auf die Schwerpunktsymmetrie ankommt. Das hängt bezüglich der Frequenzwerte davon ab, ob die Bindungskräfte im Molekül von der Atomsymmetrie wesentlich beeinflußt werden. Natürlich kommt es dabei nur auf die Änderung der Kräfte bei Änderung der „Atomform" an; daß die Atomform überhaupt die Kräfte mitbestimmt, ist schon pauschal durch den Einfluß der Deformierbarkeit auf die Frequenz berücksichtigt. Selbst wenn, wie man wohl mit Recht annehmen wird, dieser Einfluß bezüglich der Frequenzwerte nicht besonders groß sein wird, so können aber bezüglich der Intensität die Verhältnisse anders liegen. Sowohl im Ultrarot als auch für den Ramaneffekt wird ja die Intensität durch die Bewegung elektrischer Ladungen

1) Vgl. z. B. F. Matossi, Der Raman-Effekt, Heft 7 der Sammlung Verfahrens- und Meßkunde der exakten Naturwissenschaften, Braunschweig 1944.

2) Die Ausdrücke depolarisiert und polarisiert haben die übliche Bedeutung ($\varrho = 6/7$ bzw. $\varrho < 6/7$) natürlich nur bei Flüssigkeiten und Gasen bzw. bei Kristallpulvern. Bei Einzelkristallen, wo ϱ noch von der Kristallorientierung abhängt, besagen sie nur $\varrho \neq 0$ bzw. $\varrho = 0$ (letzteres nur bei spezieller Kristallaufstellung).

3) P. Niggli, Geometrische Kristallographie des Diskontinuums, Berlin 1919.

bestimmt, die für das ultrarote Spektrum jedoch direkter mit der Kernbewegung gekoppelt sind als beim Ramaneffekt, wo es auf die Koppelung der Kernbewegung mit den Streuvorgängen in der Elektronenhülle ankommt. Man könnte sich also denken, daß ein etwa vorhandener Einfluß der Atomsymmetrie im Ramaneffekt deutlicher zum Ausdruck kommen müßte als im ultraroten Spektrum.

Was im vorstehenden für Kristalle ausgeführt ist, gilt natürlich auch für Einzelmoleküle. Unter Umständen kann für die Atomsymmetrie eine Mindestsymmetrie allein durch Abzählung der Eigenschwingungen gefunden werden. Als Beispiel sei die Schwerpunktsanordnung des CO_2-Moleküls herangezogen: Ist die Gesamtsymmetrie auf die der Klassen C_i, C_s, C_2, C_{2h} herabgesetzt, so dürften überhaupt keine Ramanlinien beobachtet werden. Da beim Kohlensäuremolekül tatsächlich eine polarisierte Ramanlinie beobachtet wird, fallen diese Symmetrieklassen sicher aus. Die Mindestsymmetrie, die zum beobachteten Spektrum führt (1 ultrarot-inaktive, Raman-aktive und 2 ultrarot-aktive, Raman-inaktive Schwingungen), ist die der Klasse C_{4h}. Die Klassen C_{2v}, D_2, D_{2h} und die mit dreizähliger Achse können jedoch mit Sicherheit erst ausgeschlossen werden, wenn über die wirklichen Intensitäten und die Lage der Frequenzen genauere theoretische Aussagen gemacht werden können. So sollte für D_{3h} zwar das der Beobachtung entsprechende Alternativverbot gelten, es müßten jedoch vier an sich verschiedene Frequenzen auftreten, wovon aber möglicherweise zwei sehr dicht benachbart sind. Für die übrigen Klassen sollen depolarisierte Ramanlinien auftreten, deren Intensität aber möglicherweise nur sehr klein ist.

3. Zur Berechnung der in den vorhergehenden Abschnitten angegebenen Anzahlen von Eigenschwingungen ist es notwendig, die Anzahl derjenigen Atome der „Basiszelle" anzugeben, die bei Anwendung einer Symmetrieoperation des betreffenden Raumgitters in sich selbst oder in dazu strukturell gleichwertige Atome übergehen. Unter Basiszelle ist dabei die kleinste (primitive) Zelle verstanden, aus der durch Translation parallel dreier nicht komplanarer Kanten das ganze Gitter aufgebaut werden kann. In Fig. 1 ist das dem Würfel eingezeichnete Rhomboeder diese Basiszelle, die je ein *Na* (8/8 Eckenatome) und ein *Cl* (Mittelatom) enthält. Für kristallographische Betrachtungen ist als „Elementarzelle" in diesem Fall der gezeichnete Würfel üblich, da er das Gitter einfacher und natürlicher beschreiben läßt; z. B. haben im Koordinatensystem des Würfels gleichwertige Flächen gleiche kristallographische Indices, in dem des Rhomboeders nicht. Die Elementarzelle ist vierfach primitiv, sie enthält vier *Na* und vier *Cl*. Würde man der Abzählung der Eigenschwingungen die Elementarzelle zugrunde legen, so müßte entweder eigens erklärt werden, welche Atome innerhalb dieser Zelle einander gleichwertig sind -- das würde letztlich doch wieder auf die Benutzung der primitiven Basiszelle zurückführen, in deren Ecken ja die gleichwertigen Natriumatome sitzen – oder man macht wirklich Ernst mit der Verwendung der vierfach primitiven Basiszelle und sieht nur die in den Würfelecken sitzenden Atome als untereinander gleichwertig an. In diesem Fall würde aber eine größere Zahl von Eigenschwingungen sich ergeben, die grundsätzlich, wenn auch nicht praktisch, voneinander unterschieden werden müssen.

Unabhängig davon, ob die Unterscheidbarkeit dieser Frequenzen gegeben ist oder nicht, bleibt aber die Notwendigkeit, sich für einen der genannten Elementarbereiche zu entscheiden, wenn man eindeutige Ergebnisse erzielen will. Es kann kein Zweifel sein, daß dies in unserem Fall die primitive Basiszelle sein muß. Nun hat K. L. Wolf im zweiten Band seiner anregenden „Physikalischen Chemie" gerade die kristallographische Elementarzelle als „Kristallmolekül" vorgeschlagen, ganz entsprechend seiner Definition des Moleküls als der kleinsten Gestalteinheit, die den Charakter einer chemischen Verbindung noch wahrt. Zweifellos wahrt die Elementarzelle den Charakter des ganzen Kristalls besser als die Basiszelle. Immerhin möchte ich im Hinblick auf die oben dargelegten Überlegungen vorschlagen, falls man überhaupt den Begriff eines Kristallmoleküls für zweckmäßig hält[4]), nicht die kristallographische Elementarzelle, sondern die einfachprimitive Basiszelle zu wählen. Es ist in dieser Hinsicht von Interesse, daß Niggli schon 1928 versucht hat[5]), eine eindeutige Systematik für Raumgitter auf Grund des von ihm sog. reduzierten Gitters durchzuführen. Das reduzierte Gitter ist aus den drei kleinsten, nicht komplanaren Translationen des Raumgitters aufgebaut und ist eindeutig bestimmbar. Gitter, die zum selben Typ eines reduzierten

4) Das Kristallmolekül in dem Wolfschen Sinn ist nicht ohne weiteres als mit den sonst üblichen Molekülen gleichberechtigt anzusehen: Es fehlt die Abgeschlossenheit, die freie Beweglichkeit, die Genetik des Kristallwachstums nimmt keine Rücksicht auf dieses Molekül (vgl. die Arbeiten von Kossel u. a.). Bezeichnend ist, daß das „Kristallmolekül" überhaupt nur aus dem Kristall ganzen heraus bestimmbar ist; Kristall ist eben ein besonderer Zustand der Materie mit ihm eigentümlichem Wesen.

5) P. Niggli, Hdb. d. Exp.-Phys. VII, 1. Teil, S. 109ff., 1928.

Gitters gehören, werden von Niggli als zur gleichen Gitterart gehörig bezeichnet (Gitter mit gleichartigen Bravais-Gittern gehören zur gleichen Gitterfamilie). Das reduzierte Gitter von Steinsalz ist gerade durch die Translationen der rhomboedrischen Zelle gegeben. Niggli ist, soweit ich sehe, auf diese Systematik nicht wieder zurückgekommen. Sie scheint aber für physikalische Fragen doch nicht ohne tiefere Bedeutung zu sein.

Graz, II. Physikalisches Institut der Universität, Juli 1944.

(Eingegangen 8. August 1944)

Über den Depolarisationsgrad von Ramanlinien symmetrischer Eigenschwingungen

Von F. Matossi

Zusammenfassung

Zur Berechnung der Depolarisationsgrade von Ramanlinien totalsymmetrischer Eigenschwingungen aus der Modellvorstellung der Wechselwirkung induzierter Dipole ist es notwendig, eine Pulsation der Elektronenhüllen der Atome während der Schwingung im Ausmaß von 2–3 Proz. anzunehmen.

Man hat bekanntlich mit Erfolg versucht, die optische Anisotropie eines Moleküls, die sich im endlichen Depolarisationsgrad der Rayleighschen (kohärenten) Streustrahlung äußert, dadurch zu deuten, daß die in den an und für sich optisch isotropen Atomen von der einfallenden Strahlung induzierten Dipole sich gegenseitig beeinflussen[1]). Da die Stärke der Wechselwirkung je nach Lage der Dipole zur Verbindungslinie der Atome verschieden ist, erhält man sonach eine Anisotropie der Polarisierbarkeit, die bei Voraussetzung elektrostatischer Wechselwirkung leicht zu berechnen ist.

Für lineare Moleküle, die im folgenden allein betrachtet werden, ergeben sich so die Polarisierbarkeiten A bzw. B des Moleküls längs bzw. quer zur Verbindungslinie nach folgenden Gleichungen (a_i = atomare Polarisierbarkeiten, r = Abstand benachbarter Atome):

a) Typus XX: $$A = \frac{2\,a_1}{1 - 2\,a_1/r^3}, \qquad B = \frac{2\,a_1}{1 + a_1/r^3};$$

b) Typus XY: $$A = \frac{a_1 + a_2 + 4\,a_1 a_2/r^3}{1 - 4\,a_1 a_2/r^6}, \qquad B = \frac{a_1 + a_2 - 2\,a_1 a_2/r^3}{1 - a_1 a_2/r^6};$$

c) Typus XYX[2]): $$A = \frac{2\,a_1 + a_2 + \frac{31}{4}\,a_1 a_2/r^3}{1 - a_1/4\,r^3 - 8\,a_1 a_2/r^6}, \qquad B = \frac{2\,a_1 + a_2 - \frac{31}{8}\,a_1 a_2/r^3}{1 + a_1/8\,r^3 - 2\,a_1 a_2/r^6};$$

d) Typus XZY (r_1 = Abstand XZ, r_2 = Abstand YZ, r = Abstand XY):

$$A = \frac{1}{N_a}\left[a_1 + a_2 + a_3 + \frac{4}{r^3}\,a_1 a_2 + \frac{4}{r_2^3}\,a_2 a_3 + \frac{4}{r_1^3}\,a_1 a_3 + \left(\frac{8}{r_1^3 r_2^3} + \frac{8}{r^3 r_2^3} + \frac{8}{r^3 r_1^3} - \frac{4}{r^6} - \frac{4}{r_1^6} - \frac{4}{r_2^6}\right) a_1 a_2 a_3\right],$$

$$N_a = 1 - \frac{4\,a_1 a_2}{r^6} - \frac{4\,a_2 a_3}{r_2^6} - \frac{4\,a_1 a_3}{r_1^6} - \frac{16\,a_1 a_2 a_3}{r^3 r_1^3 r_2^3},$$

$$B = \frac{1}{N_b}\left[a_1 + a_2 + a_3 - \frac{2}{r^3}\,a_1 a_2 - \frac{2}{r_2^3}\,a_2 a_3 - \frac{2}{r_1^3}\,a_1 a_3 + \left(\frac{2}{r_1^3 r_2^3} + \frac{2}{r^3 r_2^3} + \frac{2}{r^3 r_1^3} - \frac{1}{r^6} - \frac{1}{r_1^6} - \frac{1}{r_2^6}\right) a_1 a_2 a_3\right],$$

$$N_b = 1 - \frac{a_1 a_2}{r^6} - \frac{a_2 a_3}{r_2^6} - \frac{a_1 a_3}{r_1^6} + \frac{2\,a_1 a_2 a_3}{r^3 r_1^3 r_2^3}.$$

Aus A und B berechnet sich der Depolarisationsgrad ϱ der Streustrahlung gemäß

$$\varrho = \frac{6\,b^2}{45\,a^2 + 7\,b^2},$$

wo $b^2 = (A - B)^2$ und $a = \frac{1}{3}(A + 2\,B)$.

1) J. Cabannes, La diffusion moléculaire de la lumière, Paris 1929, S. 107 ff., T. H. Havelock, Phil. Mag. **3**, 158 und 433, 1927.

2) Bei Cabannes sind diese Gleichungen durch einen Druckfehler entstellt.

Umgekehrt lassen sich aus ϱ und der durch a bestimmten Molrefraktion A und B und hieraus bei Molekülen vom Typus a) a_1 und r berechnen. Bei solchen vom Typus b) und c) muß natürlich eine der zu bestimmenden Größen, am besten r, anderen Messungen entnommen werden, etwa den Bandenspektren. Das eben skizzierte Modell hat sich gut bewährt, wenn auch in manchen Fällen, so bei Hydriden, nicht zuviel Wert auf die quantitativen Aussagen bezüglich a_i und r gelegt werden darf.

Die angegebene Gleichung für ϱ gilt in gleicher Form für die Ramanlinien, nur sind an Stelle von A und B deren Änderungen mit der Normalkoordinate der zu der Ramanlinie gehörigen Eigenschwingung einzusetzen. Da die allgemeine Theorie des Ramaneffekts für totalsymmetrische Schwingungen nur die Aussage macht, ϱ sei kleiner als 6/7, so liegt es nahe, auf die angedeutete Weise den Depolarisationsgrad solcher Ramanlinien genauer zu berechnen. Bei den Molekülen vom Typus a) bis c) ist ja dann gerade r die Normalkoordinate. Führt man die Rechnung durch, so erhält man, wie Tabelle 1 lehrt, viel zu große Werte für ϱ. Das ist ohne weiteres einleuchtend, da ja A bei Annäherung der Kerne größer, B kleiner wird, die Anisotropie also verstärkt wird.

Tabelle 1

	H_2	O_2	CO_2	CS_2
$a_i \cdot 10^{24}$	0,4	0,73	0; 1	); 3,2 cm³
$r \cdot 10^8$	1,44	1,5	1,0	:,26 cm
$\varrho_{\text{ber.}}$	0,75	0,64	0,67	0,65
$\varrho_{\text{beob.}}$	0,15	0,26	0,21	0,15

Anmerkung zu Tabelle 1: a_i und r nach Cabannes bzw. Havelock. $a_2 = 0$ statt 0,02 für C ist nur eine Annäherung, die aber erlaubt ist. Die beobachteten ϱ-Werte nach Cabannes und Rousset.

Cabannes und Rousset[3]), die analoge Rechnungen ausgeführt haben, verwerfen wegen der starken Diskrepanz zwischen Theorie und Beobachtung das Modell der Wechselwirkung der induzierten Dipole bezüglich der Anwendung auf den Ramaneffekt. Zur Deutung der niedrigen ϱ-Werte schlagen sie vor, $\frac{dA}{dr} = 0$ zu setzen, woraus sich $\varrho = 0{,}22$ ergäbe. Sie begründen diese Setzung damit, daß bei Annahme der Bindungselektronen in einer Gleichgewichtslage zwischen den beiden Atomen die Kraft, die diese Elektronen bei einer Verschiebung längs der Verbindungslinie in die Ruhelage zurücktreibt, nahezu unabhängig vom Atomabstand r sei, die Schwingung der Atome daher auch keinen Einfluß auf A habe. Ich vermag nicht einzusehen, warum das gleiche Argument nicht auch auf B Anwendung finden sollte, und abgesehen davon werden die Unterschiede für die verschiedenen Moleküle auch bei Annahme der Cabannesschen Hypothese nicht zwanglos deutbar.

3) J. Cabannes und A. Rousset, Journ. de Phys. **1**, 155, 181 und 210, 1940. (Die von Cabannes berechneten ϱ-Werte sind wegen des oben erwähnten Druckfehlers zu korrigieren.) Herr Kohlrausch hat mich nach Abschluß meiner Überlegungen freundlicherweise auf diese Arbeit aufmerksam gemacht, wofür ich auch an dieser Stelle bestens danke.

Meiner Ansicht nach ergibt sich aber eine zwanglose Erklärung, wenn man die a_i nicht als konstant ansieht, sondern von r abhängig sein läßt. Im einfachsten Fall (Typus a) ergibt sich dann

$$\frac{dA}{dr} = \frac{2\frac{da_1}{dr} - \frac{12\,a_1^2}{r^4}}{\left(1 - \frac{2\,a_1}{r^3}\right)^2}, \qquad \frac{dB}{dr} = \frac{2\frac{da_1}{dr} + \frac{6\,a_1^2}{r^4}}{\left(1 + \frac{a}{r^3}\right)^2};$$

man erkennt sofort, daß dann in beiden Ausdrücken ein nahezu gleicher Betrag hinzugekommen ist, die Anisotropie also gemildert wird. In Tabelle 2 sind die aus den beobachteten Werten von ϱ berechneten $\frac{da_1}{dr}$ angegeben. Anschaulich gesprochen entspricht eine Änderung von a_i einer Volumenänderung des Atoms, und zwar einer Kontraktion bei Verringerung des Atomabstands. Diese Pulsation der Elektronenhülle während einer Schwingung ist nur sehr klein. Setzt man für dr die Amplitude der Schwingung ein – für überschlägige Rechnung kann man für H_2 $dr = 0{,}15$ Å, für die übrigen Moleküle $dr = 0{,}07$ Å setzen – dann erhält man für die relative Änderung $\frac{dR}{R}$ des Atomradius R während der Schwingung (von der Ruhelage aus gerechnet) die ebenfalls in Tabelle 2 verzeichneten Werte, die bemerkenswert klein sind, so daß die geschilderte Auffassung als durchaus möglich erscheint.

Tabelle 2

	H_2	O_2	CO_2	CS_2
$10^{16} \cdot \frac{da_1}{dr}$	0,27	0,6	0,76	3,3 cm²
$\frac{dR}{R}$	0,03	0,02	0,02	0,02

Die Annahme einer solchen Atomkontraktion während der Schwingung erscheint zunächst überraschend. Aber meines Erachtens ist diese Annahme, wenn man im Rahmen des gewählten Bildes bleiben will, schon deshalb erforderlich,

um anschaulich verständlich zu machen, wie die Banden im Sichtbaren und Ultraviolett als Überlagerung von Schwingungslinien und Elektronenlinien durch „Modulation" der Elektronenschwingungen zustande kommen. Dabei ist wohl zu beachten, daß in quantenmechanischer Ausdrucksweise der Sachverhalt keineswegs in gleicher oder auch nur ähnlicher Weise ausgedrückt zu werden braucht, da ja der zugrunde liegende Mechanismus, sofern man sich dieses Wortes überhaupt bedienen darf, ein gänzlich anderer ist.

Zum Schluß sei noch ein Molekül vom Typus d) betrachtet, Kohlenoxysulfid, *OCS*. Setzen wir mangels besserer Kenntnis für a_i die für CO_2 und CS_2 gültigen Werte ein, so bleibt wegen $a_3 = 0$ nur die Abhängigkeit von r allein übrig, und man erhält $\varrho = 0{,}8$. Streng genommen hätte man hier erst die Normalkoordinaten der beiden hierbei möglichen symmetrischen Schwingungen einführen müssen. Diese Rechnung durchzuführen lohnt nicht, da ein qualitatives Verständnis auch so erreicht wird und für eine genaue quantitative Durchführung die notwendigen Angaben fehlen.

Hier ist nun bemerkenswert, daß Wagner[4]) für die Schwingung bei 2079 cm^{-1} tatsächlich einen so hohen Wert von ϱ beobachtet, während für 859 cm^{-1} nur $\varrho = 0{,}1$ gemessen wird. Da 2079 jene Schwingung ist, bei der die Außenatome in gleicher Phase schwingen, so kann man sich vorstellen, daß hierbei die Kontraktionskorrektion zu vernachlässigen ist, da sich der Atomabstand der für ϱ maßgebenden äußeren Atome praktisch nicht ändert (das *C*-Atom spielt ja wegen $a_3 = 0$ keine Rolle). Bei der Gegentaktschwingung 859 käme die Korrektion wieder voll zur Wirkung, wodurch der für sie beobachtete niedrige Depolarisationsgrad gerechtfertigt wäre. Bei Molekülen wie *NCCl* und *NCS* scheinen ganz andere Verhältnisse vorzuliegen, da bei ihnen die Depolarisationsgrade der Gleichtakt- und Gegentaktschwingungen nicht so weit auseinander liegen und nicht so hohe Werte erreichen. Hier dürfte es wegen des anderen Bindungszustandes von *C* nicht mehr erlaubt sein, $a_3 = 0$ zu setzen.

Sicherlich bedürfte es noch einer exakteren Begründung dieser Schlußweise, aber bei Anwendung der strengen Formel hätte man viel zu wenig Beobachtungsdaten zur Bestimmung aller Unbekannten; zudem kann es nicht der Sinn modellmäßiger Betrachtungen sein, eine strenge Theorie zu geben, sondern sie sollen nur als Arbeitshypothese angesehen werden, und als Hinweis darauf, welche Verhältnisse man zu erwarten hat. Jedenfalls scheint mir die Modellvorstellung der induzierten Dipole auch für den Ramaneffekt weiterhin brauchbar zu sein, wenn man sich nicht scheut, eine geringfügige Pulsation der Elektronenhüllen der Atome hinzuzunehmen.

Graz, II. Physikalisches Institut der Universität, Juli 1944.

(Eingegangen 8. August 1944)

4) J. Wagner, Zeitschr. f. phys. Chem. **193**, 55, 1943.

Der Stand der Erkenntnis der physiologischen Grundgesetze für die Wahrnehmbarkeit von Lichtreizen[1])

Von B. Schönwald[2])

Zusammenfassung

Die experimentellen physiologisch-optischen Arbeiten der letzten Jahre erlauben eine weitgehende Übersicht über die Gesetzmäßigkeiten für die Wahrnehmbarkeit von Lichtreizen. Insbesondere ergeben sich aus der Darstellung der physiologischen Schwellenwerte als Abhängigkeit des Lichtstromes von Sehwinkel und Umfeldleuchtdichte neue Erkenntnisse für die Arbeitsweise des Auges. Es zeigt sich hierbei, daß das menschliche Auge nur nach zwei Gesetzen, dem Riccoschen Gesetz (Lichtstromvergleich) für kleine Sehwinkel und dem Weber-Fechnerschen Gesetz (Leuchtdichtevergleich) für größere Sehwinkel, arbeitet. Der Bereich des Riccoschen Gesetzes ist hierbei durch den Riccoschen Grenzwinkel von dem Bereich des Weber-Fechnerschen Gesetzes getrennt. Es ergibt sich ferner, daß der Riccosche Grenzwinkel für jede Adaptionsleuchtdichte mit dem Kehrwert der jeweiligen Sehschärfe gleich läuft. Auf eine neue Darstellung der Theorie des Lichtsinns von M. Berek wird hingewiesen.

1) Herrn Prof. R. W. Pohl zum 60. Geburtstag gewidmet.
2) Unter teilweiser Verwendung der Habilitationsschrift des Verfassers: „Gesetzmäßigkeiten des Sehens und der Sichtweite". Prag 1943.

Es ist eine erstaunliche Tatsache, daß bis vor kurzem über die Grundgesetze zur Beobachtung von Lichtreizen durch das Auge noch weitgehende Unklarheit herrschte, obwohl das Auge wohl das meist benutzte Instrument und das für den Menschen wichtigste Empfindungsorgan darstellt. Die Lösung der Frage nach den Grundgesetzen der Beobachtung von Lichtreizen hätte sowohl von der physiologischen Seite wie auch von der physikalischen Seite her angestrebt werden können. Die den physiologischen Verfahren eigene geringe Genauigkeit und schwierige Reproduzierbarkeit hat die exakten Physiker im allgemeinen abgehalten, sich mit diesen Fragen zu beschäftigen und derartige Untersuchungen fast ganz den Physiologen zu überlassen. Diese hatten jedoch mehr Interesse für die Anomalien und den Aufbau der Empfindungsorgane. Da jedoch der große Zweig der optischen Industrie und nicht minder das Verkehrswesen und die Beleuchtungstechnik auf die Lösung dieser Fragen Wert legen mußten, ist schließlich unser Thema zu einer Frage der technischen Physik geworden. Unter dem Zwang der Verhältnisse begann sich etwa 1917 die angewandte Physik mit unserer Fragestellung zu befassen. Ferner haben die Jahre vor diesem Kriege uns eine Reihe grundlegender Erkenntnisse vermittelt, so daß wir heute in der Lage sind, ein abgerundetes, experimentell fundiertes Bild über die Grundgesetze der Wahrnehmung von Lichtreizen zu geben, das in der Folge unter Verzicht auf eine historische Darstellung kurz skizziert werden soll.

Von der absoluten Empfindlichkeitsschwelle des Auges abgesehen, die hier nicht behandelt werden soll, ist die Grenze der Beobachtungsmöglichkeit bei gegebener Helligkeit, d. h. bei gegebener Umfeldleuchtdichte gegeben: 1. durch den kleinsten Kontrastwert, den das beobachtende Auge noch unterscheiden kann, und 2. durch den kleinsten Winkel, den das Auge noch auflösen kann, d. h. also durch das Auflösungsvermögen oder die Sehschärfe. Kontrastschwelle und Sehschärfe sind aber abhängig von der Umfeldleuchtdichte.

Es ist jedermann bekannt, daß mit abnehmender Helligkeit – d. h. wenn die Beobachtungsgegenstände dem Auge auf dunklem Umfeld geboten werden — die Kontrastempfindlichkeit des Auges ebenso wie das Auflösungsvermögen bzw. die Sehschärfe sich verschlechtern. Durch den Vorgang der Adaption – d. h. der Anpassung an die jeweilige Umfeldleuchtdichte — ist das Auge jedoch imstande, in einem Bereich von mehr als 10 Zehnerpotenzen[3]), wenn Zielgröße und Kontrast ausreichen, ein Erkennen zu ermöglichen. Die zu ermittelnden Gesetzmäßigkeiten müssen sich daher über diesen Bereich der Umfeldleuchtdichte und über einen Sehwinkelbereich von Bruchteilen von Minuten bis zu mehreren Grad erstrecken.

Wir wissen ferner, daß das Auge mit zwei funktionell verschiedenen Sehapparaten, deren Arbeitsbereiche ineinandergreifen, ausgestattet ist: den farbenblinden Stäbchen als Nachtsehapparat mit großer Dichte am Rande des Gesichtsfeldes und den farbreizempfindlichen Zäpfchen als Tagessehapparat mit der größten Dichte in der Mitte des Gesichtsfeldes, der Netzhautgrube (Fovea). Wir werden daher auch eine Abhängigkeit der Kontrastschwelle und Sehschärfe vom Gesichtsfeldwinkel bzw. Netzhautort erwarten müssen.

Unsere Frage nach den Gesetzen der Augenbeobachtung wäre am einfachsten durch den Hinweis auf eine der bisher bekannt gewordenen Theorien des Lichtsinns beantwortet. Leider werden die von A. Kühl[4]) und Y. Rocard[5]) mitgeteilten Theorien den experimentellen Tatsachen so wenig gerecht, daß ihre Auswertung durch die technische Physik fast ohne praktisches Ergebnis blieb. Die physiologischen optischen Arbeiten der letzten Jahre[6]) geben uns jedoch nunmehr die Möglichkeit, ohne Vergewaltigung der experimentellen Tatsachen eine weitgehende Übersicht über das funktionelle Verhalten des Auges darzulegen. Ferner hat M. Berek[7]) kürzlich diese neueren Arbeiten zu einer experimentell besser fundierten Theorie zusammengefaßt.

Ehe wir uns mit der formelmäßigen Darstellung von M. Berek befassen, wollen wir die Gesetzmäßigkeiten, die durch die physiologisch

3) Nach R. G. Weigel und O. H. Knoll, Das Licht **10**, 181, 1940, ist der untere Schwellenwert der Leuchtdichte für ein Infeld von 1° 10^{-9} Stilb, für ein Infeld von 25° 10^{-10} Stilb, während andererseits bereits bei Leuchtdichten von einigen Stilb unangenehme Blendung einsetzt.

Zur weiteren Veranschaulichung der Leuchtdichte in Stilb (HK/cm²) können folgende Werte dienen:

Heller, sonnenbeschienener Wolkenrand	1 Stilb
Wiese bei bedecktem Himmel	10^{-2} Stilb
Weiße Fläche in Innenräumen bei künstlicher Beleuchtung	10^{-3} Stilb
Laubgrün bei Mondschein	10^{-6} Stilb
Schneefläche bei Sternenlicht	$3 \cdot 10^{-8}$ Stilb

4) A. Kühl, Zeiß Nachr. **1**, 1936.

5) Y. Rocard, Rev. Opt. **11**, 352, 1932; **13**, 405, 1934.

6) W. Arndt, Das Licht S. 101, 1937; R. G. Weigel und P. H. Knoll, Das Licht **10**, 179, 1940; B. Schönwald, Das Licht **9**, 194, 1939; H. Siedentopf, Astronom. Nachricht **271**, 193, 1941; B. Schönwald, Das Licht **11**, 15, 1941.

7) M. Berek, Zeitschr. f. Instrumentenkde. **63**, 297, 1943.

optischen Arbeiten des letzten Jahrzehntes experimentell gesichert werden konnten, einzeln durchgehen.

Das Riccosche Gesetz und das Weber-Fechnersche Gesetz

Die Frage nach der Kontrastempfindlichkeit in Abhängigkeit von Umfeldleuchtdichte und Sehwinkel beantwortet uns die Fig. 1. Die Werte

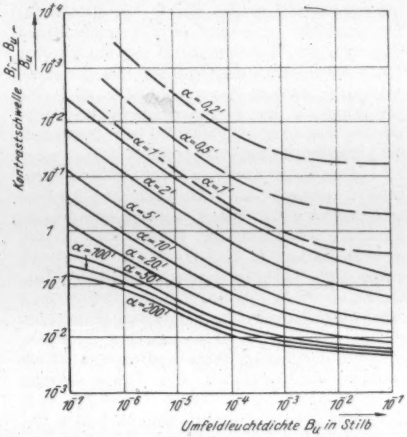


Fig. 1. Die Kontrastschwelle $\frac{Bi - Bu}{Bu}$ als Funktion der Umfeldleuchtdichte Bu und des Infelddurchmessers α (in Minuten).
– – – Nach B. Schönwald, Das Licht **11**, 16, 1941. ——— Nach H. Siedentopf, Astron. Nachr. **271**, 193, 1941.

dieser Figur wurden erhalten, indem man auf einem großen Umfeld variabler Leuchtdichte feststellte, welche Infeldleuchtdichte bei verschieden großem Sehwinkel des Infeldes dem Schwellwert der Kontrastempfindlichkeit entsprach. Wir entnehmen dieser Figur zunächst die den Physiker etwas befremdende Tatsache, daß in keinem Gebiet von Sehwinkel und Umfeldleuchtdichte die Kontrastempfindlichkeit des menschlichen Auges als von Sehwinkel und Umfeld unabhängige Konstante angesehen werden kann. Dies kann auch so ausgelegt werden, daß es ein Weber-Fechnersches Gesetz in der bisherigen Formulierung der Konstanz der Unterschiedsschwelle nicht gibt.

Die Frage nach dem notwendigen Lichtstrom für die Wahrnehmbarkeit eines Lichtreizes führt uns in den Gültigkeitsbereich des Riccoschen Gesetzes. Das Riccosche Gesetz besagt, daß der zum Ansprechen des Auges notwendige Schwellenwert des Lichtstromes von einem bestimmten Sehwinkel an für kleiner werdenden Sehwinkel konstant ist, oder was dasselbe ist, daß mit abnehmendem Sehwinkel die Leuchtdichte des Reizlichtes quadratisch zunehmen muß. Für das dunkeladaptierte Auge hat zuerst F. Löhle[8]), ferner Arndt[9]) und Weigel und Knoll[10]) diesen Tatbestand experimentell erhärtet. Für das helladaptierte Auge wurde in der bereits zitierten Arbeit[11]) 1939 die Gültigkeit des Riccoschen Gesetzes nachgewiesen. Während Löhle für das dunkeladaptierte Auge sowohl für foveale als auch extrafoveale Beobachtung fast den gleichen Grenzwinkel (10—20′) des Riccoschen Gesetzes fand, verschiebt sich beim helladaptierten Auge der Grenzwinkel des Riccoschen Gesetzes von der Netzhautmitte zum Rande zu größeren Werten (>0,4′). Die Fig. 2 zeigt uns, daß das helladaptierte Auge beim Abstand von 20° von der Bildfeldmitte einen 30mal größeren

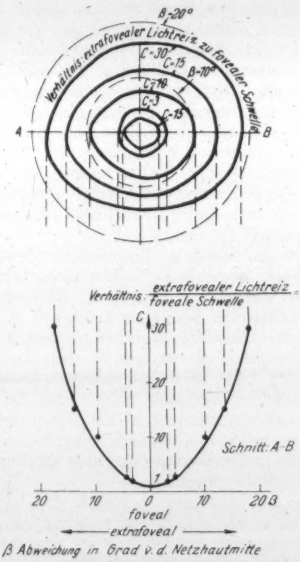


Fig. 2. Das Verhältnis extrafovealer zu fovealer Schwelle in Abhängigkeit vom Netzhautort für das helladaptierte Auge (Winkelgröße des Reizlichtes $\alpha = \text{const} = 0{,}1'$).

8) F. Löhle, Zeitschr. f. Phys. **54**, 131, 1929.
9) Arndt, Das Licht **5**, 220, 1929.
10) R. G. Weigel und O. H. Knoll, Das Licht **10**, 179, 1940.
11) B. Schönwald, Das Licht **9**, 192, 1939.

Lichtstrombedarf aufweist, während nach der Untersuchung von Löhle das Dunkelauge extrafoveal einen 30mal kleineren Lichtstrom nachweisen kann.

In der Folge wollen wir uns jedoch der Übersichtlichkeit der Erscheinungen wegen lediglich mit der fovealen Beobachtung befassen. Hier ist es von besonderem Reiz, die Gültigkeit des Riccoschen Gesetzes über den Gesamtempfindlichkeitsbereich des menschlichen Auges nachzuprüfen. Die bereits in Fig. 1 mitgeteilten Schwellenwertmessungen wurden zur Wiedergabe der Abhängigkeit des Lichtstromes des Sehwinkels umgerechnet. In der Fig. 3 ist der aus diesen Werten erhaltene Wert des relativen Lichtstroms

$$\Phi_{\mathrm{rel}} = \frac{Bi}{Bu} \cdot \alpha^2 \quad \text{als} \quad f(Bu) \qquad (1)$$

dargestellt.

Dieser Ausdruck ist im Gegensatz zum absoluten Lichtstrom bei hohen Umfeldleuchtdichten von Bu unabhängig und konstant.

Die Figur zeigt uns, daß das Gesetz der Konstanz des Lichtstromes bei kleinen Sehwinkeln für alle Umfeldleuchtdichten gilt. Lediglich der Grenzwinkel α_r, mit dem diese Konstanz des Lichtstromes abbricht, verschiebt sich mit wachsender Umfeldleuchtdichte von 20 min (bei fast lichtlosem Umfeld) bis auf 0,4 min (bei Umfeldleuchtdichten größer als 10^{-2} Stilb). Die Gültigkeit des Gesetzes von der Konstanz des Lichtstromes für kleine Sehwinkel ist damit für den gesamten Empfindungsbereich des menschlichen Auges bindend nachgewiesen. Wir wollen dieses Gesetz, das in dieser Formulierung über das ursprüngliche Riccosche Gesetz hinausgeht, das erweiterte Riccosche Gesetz nennen. Die Fig. 3 macht uns ferner die zwei verschiedenartigen Arbeitsweisen des menschlichen Auges besonders deutlich, da wir mit zunehmendem Sehwinkel nach Überschreitung des Riccoschen Grenzwinkels den Bereich der Gültigkeit des Weber-Fechnerschen Gesetzes wiederfinden[12]). Man kann den Erkenntnisinhalt der Fig. 3 folgendermaßen zusammenfassen:

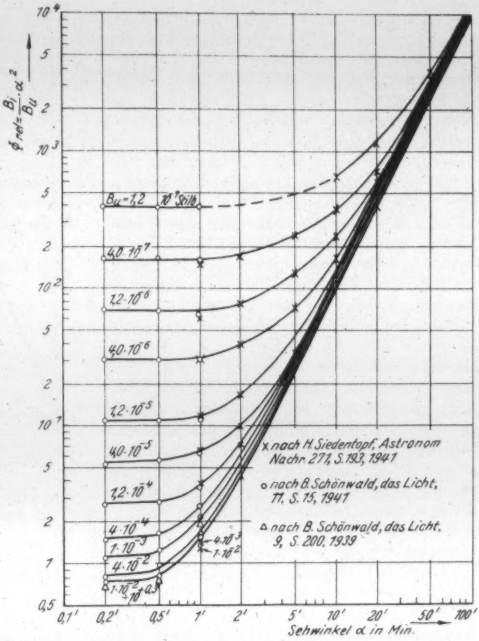


Fig. 3. Der relative Lichtstrom $\Phi_{\mathrm{rel}} = \frac{Bi}{Bu} \cdot \alpha^2$ in Abhängigkeit vom Sehwinkel α und der Umfeldleuchtdichte Bu.

Im Bereich des Weber-Fechnerschen Gesetzes nimmt das Auge einen Leuchtdichtevergleich vor, während das Auge im Bereich des Riccoschen Gesetzes, d. h. also unter der physiologischen Auflösungsgrenze des Auges, nicht mehr einen Leuchtdichtevergleich, sondern einen Vergleich der Lichtströme vornimmt. In dem Übergangsbereich ist der von Piper[13]) festgestellte, dem Sehwinkel proportionale Anstieg der Schwellenleuchtdichte zu suchen. Wie Fig. 3 zeigt, ist der Bereich der Piperschen Regel jeweils auf einen sehr kleinen Sehwinkelbereich beschränkt, so daß es hiernach fraglich erscheinen muß, ob man der Piperschen Regel überhaupt einen besonderen Gültigkeitsbereich zuerkennen soll, insbesondere da ernsthafte physiologische Gründe hierfür nicht vorzuliegen scheinen.

Bei dieser Zweiteilung der physiologisch-optischen Arbeitsweise des menschlichen Auges, in den Bereich des Riccoschen und des Weber-

12) Zum besseren Verständnis ist zu bemerken, daß definitionsgemäß ein quadratischer Anstieg des Lichtstromes mit dem Sehwinkel gleichbedeutend ist mit der Unabhängigkeit der Leuchtdichte des Infeldes vom Sehwinkel, wie ebenso bei konstantem Lichtstrom eine quadratische Zunahme der Leuchtdichte mit kleiner werdendem Sehwinkel vorhanden ist.

13) Piper, Zeitschr. f. Psychol. **39**, 98, 1904.

Fechnerschen Gesetzes, muß auch dann noch die Gültigkeit des Weber-Fechnerschen Gesetzes angenommen werden, wenn die Kontrastempfindlichkeit auf höhere Werte steigt. Es haben bisher die meisten Physiker, die sich mit photometrischen Aufgaben befaßt haben, ohne Rücksicht auf diese physiologischen Arbeitsbedingungen des menschlichen Auges gefordert, daß der Gültigkeitsbereich des Weber-Fechnerschen Gesetzes auf den Bereich der Konstanz der optimalen photometrischen Genauigkeit zu beschränken sei. Das ist jedoch mit der physiologisch-optischen Arbeitsweise des Auges nicht in Einklang zu bringen. Wenn man dagegen für den Gültigkeitsbereich des Weber-Fechnerschen Gesetzes allein die Forderung aufstellt, daß die photometrische Arbeitsweise des Auges (das ist der Leuchtdichtevergleich der einzelnen Flächen) erhalten bleibt, so muß man je nach Sehwinkel und Umfeldleuchtdichte Unterschiedsschwellen bis zu 100 Proz. und darüber zulassen. Selbstverständlich ist dem Physiker die Kenntnis dieser Unterschiedsschwelle in Abhängigkeit von Adaptationsleuchtdichte und Sehwinkel besonders wichtig und für die Diskussion der photometrischen Genauigkeit unentbehrlich. Sie ist z. B. aus der Fig. 1 und der Arbeit von H. Siedentopf zu entnehmen. Ein Vergleich dieser Figur mit der Fig. 3 zeigt uns beispielsweise, daß bei Mondlicht ($\sim 10^{-5}$ Stilb) sowie einem Sehwinkel von 5 min der Gültigkeitsbereich des Riccoschen Gesetzes bereits verlassen ist, ein derartiges Objekt jedoch erst dann wieder überschwellig ist, wenn es mindestens doppelt so hell wie seine Umgebung ist.

Das Riccosche Gesetz und die Sehschärfe

Wir wollen nun unser Interesse dem Grenzwinkel α_r, bei dem mit größer werdendem Sehwinkel die Konstanz des Lichtstromes aufhört, zuwenden. In Anlehnung an die bisher benutzte Ausdrucksweise wollen wir ihn „Riccoschen Grenzwinkel" nennen. Es wurde bereits in der ersten Arbeit des Verfassers[14]) auf einen Zusammenhang mit der Sehschärfe hingewiesen. Wenn wir nämlich den Grenzwinkel des Riccoschen Gesetzes als maßgeblich für das Auflösungsvermögen des menschlichen Auges ansehen, dann muß, wenn auch keine völlige Übereinstimmung, so doch mindestens ein gleicher Gang zwischen beiden in Abhängigkeit von der Adaptionsleuchtdichte bestehen, da Auflösungsvermögen und Sehschärfe definitionsgemäß

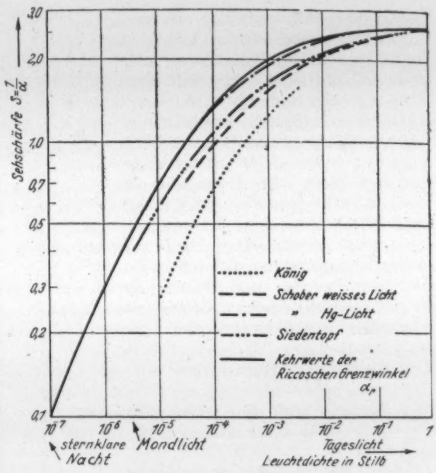


Fig. 4. Die Kehrwerte der Riccoschen Grenzwinkel α_r und die Sehschärfe in Abhängigkeit von der Umfeldleuchtdichte Bu.

durch die Bestimmungsgleichung $S = 1 : \alpha$ (α in min) miteinander verbunden sind. Wie weit das tatsächlich der Fall ist, zeigt uns Fig. 4. In dieser Figur sind die von Schober, König und H. Siedentopf[15]) für verschiedene Adaptationsleuchtdichten experimentell erhaltenen Sehschärfekurven eingetragen neben den Kurven der Kehrwerte des Riccoschen Grenzwinkels in Abhängigkeit von der Adaptationsleuchtdichte (aus Fig. 3 entnommen).

Man sieht, daß für hohe Umfeldleuchtdichten ein fast konstanter Maximalwert von etwa 2,5 sowohl für die Sehschärfe als auch für den Kehrwert des Riccoschen Grenzwinkels vorhanden ist, während bei kleineren Leuchtdichten ein paralleler Gang mit der Abnahme der Leuchtdichte vorherrscht. Zu der Darstellung ist ferner noch zu bemerken, daß die Werte von Schober und Siedentopf mit Landoltschen Ringen, bei denen das Umfeld gleichmäßig beleuchtet war, erhalten wurden, während die älteren Königschen Werte von H. Siedentopf nur dann reproduziert werden konnten, wenn nur die unmittelbare Umgebung des Landoltschen Ringes beleuchtet wurde.

Aus dieser Darstellung geht eindeutig hervor, daß Sehschärfe und Grenzwinkel des Riccoschen

14) B. Schönwald, Das Licht **9**, 194, 1939.

15) A. König, Ges. Abh. z. Physiolog. Optik, S. 378. Leipzig 1903; H. Schober, Zeitschr. f. techn. Phys. **19**, 343, 1938; H. Siedentopf, Das Licht **11**, 36, 1941.

Gesetzes eng miteinander verknüpft sind. Sehschärfe und Kehrwert des Riccoschen Grenzwinkels sinken von ihrem Maximalbetrag von 2,5 bei helladaptiertem Auge gleichmäßig bis auf einen etwa 50mal kleineren Betrag bei völlig dunkeladaptiertem Auge. Der Übergang ist vollkommen kontinuierlich. Es gibt daher auch kein starres Riccosches Gesetz, wie es zeitweilig die Theorie des Lichtsinns von A. Kühl[16]) gefordert hat, das unabhängig von der Leuchtdichte des Umfeldes bis zu Sehwinkeln von 20 min gilt, sondern sein Geltungsbereich regelt sich bis zu Werten von 0,4 min herab, dem Grenzwinkel des Auflösungsvermögens jeweils entsprechend.

Die Formel von M. Berek

Soweit sei der experimentelle Befund mitgeteilt, auf denen eine neue rationale Theorie des Lichtsinns aufbauen müßte. Hierzu hat die bereits erwähnte Arbeit von M. Berek[17]) einen wertvollen Beitrag geleistet, auf den wegen seiner großen Bedeutung für die weitere Entwicklung kurz eingegangen werden soll. M. Berek hat die bisher besprochenen Gesetzmäßigkeiten aus den experimentellen Werten heraus formelmäßig abgeleitet. Er findet dabei, daß sich alle neueren Schwellenwertsmessungen mit guter Genauigkeit darstellen lassen durch die Formel:

$$Bi - Bu = \left(\frac{\sqrt{\Phi} + \alpha\sqrt{B}}{\alpha^2}\right)^2. \qquad (2)$$

Hierin bedeuten Φ und B für das Grundgesetz charakteristische Funktionen, und zwar B die charakteristische Leuchtdichtefunktion und Φ die charakteristische Lichtstromfunktion. Wir finden hier unsere Auffassung von den zwei möglichen Arbeitsweisen des Auges des Lichtstromvergleiches und des Leuchtdichtevergleiches erstmalig formelmäßig ausgewertet.

Die Werte für $\sqrt{\Phi}$ und $\sqrt{B}$ sind in der Berekschen Arbeit tabellarisch und in graphischer Darstellung als Funktionen der Umfeldleuchtdichte wiedergegeben.

Die Lichtstromfunktion Φ läßt sich nach Berek in zwei Terme aufspalten, wobei er den ersten Term dem Einfluß der Stäbchen, den zweiten Term der Wirkung der Zapfen zuordnet. Er setzt

$$\sqrt{\Phi} = \sqrt{\Phi_s} + \sqrt{\Phi_z} = \log C B_u^s + P B_u^p. \qquad (3)$$

Aus den graphischen Darstellungen dieser Funktionen zeigt sich, daß die experimentellen Werte eine Einordnung in die Lichtstromfunktion nur dann zulassen, wenn man annimmt, daß die Lichtstromfunktion bis etwa max. 10^{-3} Stilb durch den Einfluß der Stäbchen mitbestimmt wird, während der Einfluß der Zapfen auf die Lichtstromfunktion umgekehrt zumindest bis $10^{-5,5}$ Stilb herab feststellbar ist. Dies ist mit den bekannten physiologischen Tatsachen bestens im Einklang.

Eine nähere Betrachtung der Berekschen Formel (2) zeigt, daß in ihr das Riccosche Gesetz für die Konstanz des Lichtstromes[18]) für kleine Sehwinkel enthalten ist, während für große Sehwinkel die Formel (2) das Weber-Fechnersche Gesetz wiedergibt. Schließlich zeigt auch diese Darstellung, daß für die sog. Pipersche Regel in einer Betrachtung der Grundgesetze der physiologischen Optik kein Platz mehr eingeräumt werden kann.

16) A. Kühl, Zeitschr. f. Instrumentenkde. S. 491, 1938.

17) M. Berek, Zeitschr. f. Instrumentenkde. 63, 297, 1943.

18) M. Berek definiert in seiner Arbeit abweichend von dem bisher Gesagten den relativen Lichtstrom zu Φ (Berek) $= (Bi - Bu)\,\alpha^2$. In dieser Form ergibt diese Formel [ohne Rückgriff auf Formel (2)] den experimentellen Sachverhalt nur ungenügend wieder. Ferner gibt nur der nach Formel (1) $\Phi_{rel} = \frac{Bi}{Bu} \cdot \alpha^2$ definierte relative Lichtstrom ebenso wie der absolute Lichtstrom $\Phi_{abs} = Bi \cdot C \cdot \alpha^2$ (die Konstante C hängt von der Form des Infeldes ab), die in Abb. 4 gezeigte Übereinstimmung des Kehrwertes des Riccoschen Grenzwinkels mit der Sehschärfe. Es kommt hinzu, daß für den nach Formel (1) definierten Lichtstrom eine größere physiologische Wahrscheinlichkeit spricht.

(Eingegangen 22. September 1944)

Zur Sichtbarmachung von Störungen oder Inhomogenitäten magnetischer und elektrischer Felder mit der elektronenoptischen Schneidenmethode (Schlierenmethode)

Von Manfred von Ardenne

Mit Tafel III

Zusammenfassung

Die Schneidenmethode der Lichtoptik wird elektronenoptisch nachgebildet. Im Vergleich zu den Verhältnissen bei der Lichtoptik besteht eine außerordentlich viel höhere Empfindlichkeit, so daß auch solche Feldstrukturierungen abgebildet werden können, die mikroskopische oder submikroskopische Feinheit aufweisen. Wie praktische Versuche zeigen, lassen sich in vielen Fällen die Körper, welche die Feldinhomogenitäten bedingen, mit übermikroskopischer Auflösung gleichzeitig mitabbilden. Als Beispiel für den Einsatz der Methode werden u. a. Schattenbilder von einem Übermikroskopobjektiv mit ungestörter und absichtlich gestörter Rotationssymmetrie gebracht.

Die Schneidenmethode der Lichtoptik läßt sich elektronenoptisch leicht nachbilden und dann z. B. zur Sichtbarmachung von Rotationsunsymmetrien bei Elektronenlinsen und zur Sichtbarmachung von magnetischen oder elektrischen Schlieren benutzen. Gegenüber den Verhältnissen in der Lichtoptik ist dank der sehr kleinen Wellenlänge hochbeschleunigter Elektronen eine wesentlich stärkere Einschnürung des Strahlenganges am Ort der Schneide erzielbar. Hieraus und aus den im allgemeinen bestehenden sehr kleinen Aperturwerten resultiert eine außerordentlich hohe Empfindlichkeit. Die Empfindlichkeit der elektronenoptischen Schneidenmethode ist so groß, daß auch solche Feldstrukturierungen abgebildet werden können, die mikroskopische oder submikroskopische Feinheit aufweisen. Als weitere Folge der beiden vorangestellten Eigenschaften des elektronenoptischen Strahlenganges ergibt sich die Möglichkeit der unmittelbaren Sichtbarmachung der Feldstrukturierungen auch im Schattenbild und eine hohe Tiefenschärfe. Wenn dies erwünscht ist, so lassen sich die Körper, welche die Feldinhomogenitäten bedingen, gleichzeitig mit abbilden. Praktische Versuche zeigten in Übereinstimmung mit den beim normalen Elektronenschattenbildmikroskop gesammelten Erfahrungen, daß dies mit übermikroskopischer Auflösung gelingt. So wurden beispielsweise magnetische Schlieren an der Schneide einer schwach magnetisierten in dem abgebildeten Bereich glatt erscheinenden Rasiermesserschneide übermikroskopisch beobachtet, die nur durch örtliche Schwankungen der magnetischen Eigenschaften erklärt werden können, da die Ausgangspunkte der Schlieren bei Bewegung des Objektes dieser Bewegung folgten.

Ein Schema für den Einsatz der Methode zur Sichtbarmachung der Rotationsunsymmetrien (auch feinerer) von Übermikroskopobjektiven bringt Fig. 1. Die bekannte Wirkungsweise des Schneidenverfahrens zeigt die Fig. 2, in der die Entstehung und das Aussehen des Bildes im Zusammenhang mit dem geometrischen Strahlengang einer rotationssymmetrischen Linse mit sphärischer Aberration dargestellt sind. Gibt man dem Objektiv eine kleinere Schnittweite, so verkleinern sich die halbkreisähnlichen Flächen, bis schließlich für die Mittelzone die sphärische Aberration verschwindet. Auf diese Weise sind die Schattenbilder Fig. 3A, B und C von einem magnetischen Objektiv erhalten worden. Nach diesen Aufnahmen wurde eine Störung des Feldes durch Annäherung eines kleinen Eisenstückes in die Nähe des äußeren Randes vom Luftspalt des magnetischen Objektivs erzeugt. Der Einfluß ist in Fig. 4 wiedergegeben. Die Aufnahmen wurden im Universal-Elektronenmikroskop gewonnen, wobei das zu prüfende Objektiv in umgekehrter Lage an die Stelle des Projektivs eingesetzt wurde. Als Elektronenquellpunkt diente der kleinste Querschnitt (Durchmesser $\approx 0{,}5\ \mu$) der Kaustik eines am gewöhnlichen Ort befindlichen Objektivs. Unter den Bedingungen der Aufnahmen wurde dieser Querschnitt weiter im Verhältnis 1 : 100 verkleinert, so daß nach Abgleich der Magneterregung bei der benutzten übermikroskopisch

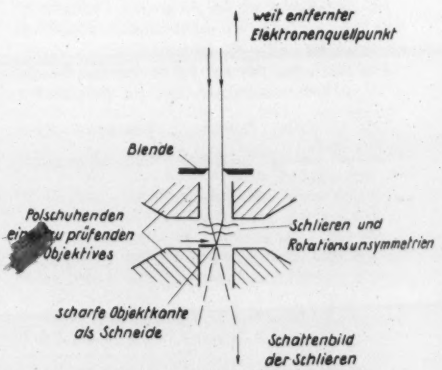
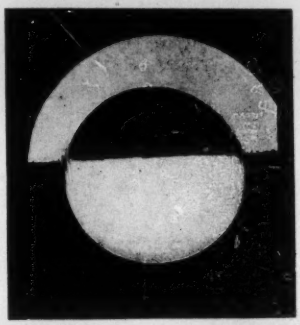
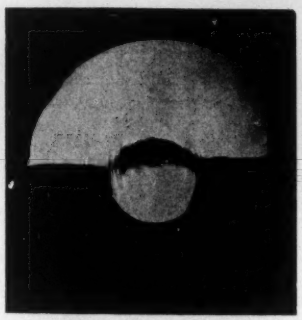


Fig. 1. Sichtbarmachung von Rotationsunsymmetrien bei Übermikroskopobjektiven mit der elektronenoptischen Schneidenmethode.

Zur Arbeit Manfred von Ardenne, Zur Sichtbarmachung von Störungen oder Inhomogenitäten magnetischer und elektrischer Felder mit der elektronenoptischen Schneidenmethode (Schlierenmethode)

3A





3B

3C

Fig. 3. Mit der elektronenoptischen Schneidenmethode gewonnene Schattenbilder eines magnetischen Übermikroskopobjektivs (abgeblendet auf 45 Proz. der Polschuhbohrung).

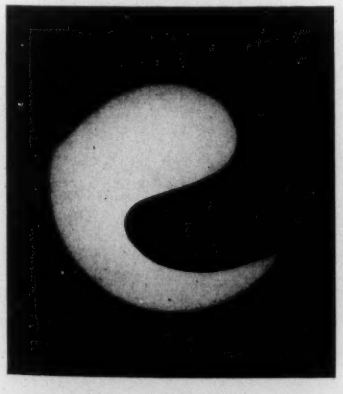


Fig. 4. Schneidenaufnahme des in Fig. 3 untersuchten Objektivs (Einstellung gemäß Fig. 3A) nach einseitiger Störung des magnetischen Linsenfeldes durch Annäherung eines kleinen Eisenstückes.

Fig. 5. Abbildung einer auf den Raum von etwa $1\mu^3$ beschränkten elektrostatischen Schliere an der Grenze zwischen Hell- und Dunkelfeldbild im Übermikroskop (Aufnahme von Ardenne, 1940).

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

fast glatten Objektschneide der Übergang von Hell nach Dunkel nur etwa 5 mμ betrug.

Die Methode ist selbstverständlich auch hochempfindlich gegen Justierfehler zwischen Objektivachse und der Hauptachse des elektronen-

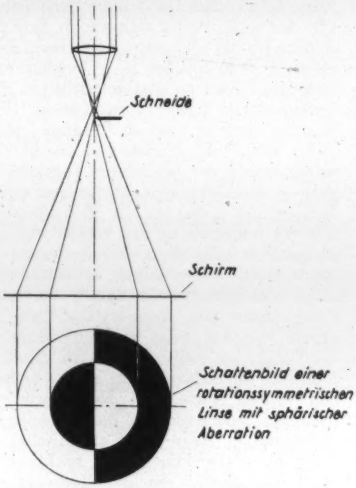


Fig. 3. Strahlengang und Schattenbild bei der Foucaultschen Schneidenmethode.

optischen Strahlenganges. Bei Vorhandensein geringer Justierfehler zeigen sich starke Unsymmetrien in der Ausgestaltung der halbkreisähnlichen Flächen, ähnlich wie bei dem Bild Fig. 3A. Unter dem Eindruck dieser Beobachtungen wurde beim Universal-Elektronenmikroskop eine Zentrierfassung für das Objektiv ausgebildet, mit deren Hilfe die Objektivachse während des Betriebes genau mit der elektronenoptischen Achse zur Deckung gebracht werden kann.

Kommt es nicht darauf an, über eine möglichst hohe Empfindlichkeit der Schneidenmethode zu verfügen, so kann diese im normalen Durchstrahlungsübermikroskop, also z. B. unter Betrachtung eines Objektes mit hoher Auflösung, dadurch verwirklicht werden, daß die Schneide in die Kaustik unter dem Objektiv (kleinster Strahldurchmesser $\approx$ 100 mμ) eingeschoben wird. Diese Variation leitet zu der im folgenden besprochenen Betriebsweise über.

Bei den sehr kleinen Aperturwerten, die in Anlagen mit Beschleunigungsspannungen der Größenordnung 100 kV bestehen, ist die Abbildung von elektrischen oder magnetischen Schlieren am Objekt auch ohne besondere Schneide bei normaler Objektivlage möglich, wenn das Instrument auf Abbildung im Dunkelfeld justiert wird. Da hierbei z. B. durch Verkantung des Beleuchtungssystemes eine Ausblendung des direkten Strahles erfolgt, kann diese Art der Abbildung mit dem zuerst beschriebenen Verfahren in Zusammenhang gebracht werden, ohne jedoch dessen hohe Empfindlichkeit zu erreichen. Die Anfang 1940 vom Verfasser durchgeführte Aufnahme[1]) Fig. 5 zeigt an der Grenze des Hell- und Dunkelfeldbildes (Übergangsbereich damals etwa 200 mμ) unscharf begrenzte Schlieren, die durch elektrische Felder an der weniger als 1 μ herausragenden Spitze eines etwas aufgeladenen Objektes hervorgerufen sind.

Die Anregung zu dieser Mitteilung ergab sich in einem Gespräch mit Dr. H. J. Gramatzki. Dem Direktor des Kaiser-Wilhelm-Institutes für physikalische Chemie und Elektrochemie, Herrn Professor Dr. P. Thiessen, und der Deutschen Forschungsgemeinschaft ist der Verfasser für freundliche Unterstützung zu Dank verpflichtet.

1) Vgl. Fig. 315 und 314 sowie den begleitenden Text in: Manfred von Ardenne, Elektronen-Übermikroskopie, Springer-Verlag 1940.

Berlin, im Dezember 1944.

(Eingegangen am 14. Dezember 1944)

Neue Beiträge zur Entwicklungsgeschichte der Elektronenmikroskopie und der Übermikroskopie

Von Bodo v. Borries und Ernst Ruska

Mit Tafel IV

Inhalt

1. Einleitung.
2. Angaben über den Beginn elektronenmikroskopischer Arbeiten.
3. Technische Elemente und zeitlicher Werdegang der Elektronenmikroskope.
4. Umfang übermikroskopischer Forschungsarbeiten.
5. Vergleich magnetischer und elektrischer Übermikroskope.
6. Bemerkungen zu einigen fremden historischen Darstellungen.
7. Schluß.

1. Einleitung

Die Entstehung wissenschaftlicher Fortschritte und die Entwicklung daraus entspringender technischer Geräte sind in ihren historischen Zusammenhängen meist erst dann leicht und klar zu überblicken, wenn die weitere Verbreitung und Bewährung des neuen Gedankengutes und der neuen Konstruktionen ein Urteil darüber erlaubt, welches die tragenden und bleibenden Gedankengänge waren und welche technischen Lösungen sich aus der Fülle der zunächst zutage tretenden Vorschläge durchgesetzt haben. Es ist verständlich, daß sich die vielfachen Entwicklungslinien für die auf dem Gebiet Tätigen früher zu klären beginnen, als der Fernerstehende einen Überblick erhalten kann. Die Pioniere eines Gebietes werden also am ehesten in der Lage sein, eine kritische Übersicht über die Entstehung ihrer Geräte zu geben. Dabei ist es auch sachlich für die Historie eines Arbeitsgebietes wertvoll, wenn seine Bearbeiter neben den wissenschaftlichen Originalbeiträgen noch Schilderungen ihres eigenen Schaffens gegeben haben, die manche wichtigen, von Unbeteiligten später kaum erhältlichen Einzelheiten bringen können und damit die nüchterne Zeitfolge der im Schrifttum niedergelegten wissenschaftlichen Prioritäten beleben.

Für die Geschichte der Mikroskopie hoher Auflösung mit schnellen Elektronen liegt der günstige Umstand, daß als Quellen nicht nur Originalbeiträge, sondern ausführliche historische Darstellungen der Hauptbeteiligten zur Verfügung stehen, in besonderem Maße vor. Indessen muß sich der Chronist, welcher eine objektive Würdigung des Werdens der Übermikroskopie geben will, vor Übernahme der Autorendarstellungen ein Bild von ihrem Wert verschaffen; dazu wird er besonders die historische und sachliche Richtigkeit der einzelnen Aufsätze überprüfen und darüber hinaus aus der Gesamtheit der Arbeiten einzelner Autoren deren Bestreben beurteilen, sich von einseitiger und unklarer historischer Darstellung freizuhalten. Der Chronist wird, wie für viele andere Erfindungen, so auch für die Übermikroskopie feststellen, daß einerseits dem Streben ihrer Pioniere mancher tatkräftige Förderer und an wichtigen Punkten auch günstige äußere Umstände zu Hilfe gekommen sind. Er wird aber ebenso finden, daß recht erhebliche Hemmnisse zu überwinden waren, die in der besonderen Lage der Mikroskopie begründet waren. Es bestand eine große Befangenheit vieler an der Mikroskopie interessierter Forscher in der Vorstellung von der endgültigen mikroskopischen Auflösungsgrenze. Hatte doch Abbe selbst in seinem neuerdings viel zitierten Ausblick[1]) die Überwindung dieser von ihm festgestellten Naturgrenze nur auf ganz anderen Wegen durch Werkzeuge für vielleicht möglich gehalten, die mit dem Mikroskop kaum etwas anderes als den Namen gemeinsam haben würden. Es hatte sich jedoch während des folgenden halben Jahrhunderts einer sonst stürmischen physikalischen Entwicklung kein praktisch gangbarer Weg gezeigt, der eine Hoffnung auf Erfüllung dieser Voraussage offen gelassen hätte. So hatte man sich allmählich daran gewöhnt, die morphologischen Vorstellungen nur bis zur lichtmikroskopischen Grenze vom Gesichtspunkt der Mikroskopie her zu bilden, und unterhalb dieser Grenze sich mit den von der Ultrazentrifuge, der Strömungsdoppelbrechung, der Sedimentationsanalyse und anderen indirekten Verfahren gelieferten Teilergebnissen begnügt. Das mikroskopische Interesse mußte also für den neu aufzuschließenden Größenbereich vielfach erst wieder geweckt werden. Aus den Kreisen sowohl der mit Mikroskopen Forschenden wie der Elektronenoptiker sind daher Zweifel über Durchführbarkeit und Wert einer Mikroskopie hoher Auflösung mit schnellen Elektronen geäußert worden.

Die Übermikroskopie hat bei Einreichung dieser Arbeit das erste Jahrzehnt ihres Bestehens hinter sich, da die Veröffentlichung über Fortschritte im Bau und in der Leistung des magnetischen Elektronenmikroskops[2]), in der das erste Übermikroskop beschrieben wurde, bei der Zeitschrift für Physik am 12. Dezember 1933 ein-

1) Aus E. Abbe, Die optischen Hilfsmittel der Mikroskopie. Bericht über die wissenschaftlichen Apparate auf der Londoner Internationalen Ausstellung im Jahre 1876. F. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1878. S. 411.

2) E. Ruska, Zeitschr. f. Phys. **87**, 580, 1934.

gereicht wurde. Gerade neun Jahre sind bei Abschluß der vorliegenden Arbeit verstrichen, seit zum ersten Male ein Forschungsprogramm für die Übermikroskopie aufgestellt wurde[2]). Damit mag diese Methode vielleicht noch nicht in den Augen aller Fachgenossen die für eine abschließende historische Beurteilung zu fordernde Stufe einer genügend breiten Bewährung erreicht haben. Dennoch sind, wie wir im folgenden zeigen können, in diesem ersten Jahrzehnt wesentliche Fragen so weit zur Beurteilung reif geworden, daß man die Hauptentwicklungslinien herausschälen und durch Berücksichtigung der derzeitigen praktischen Bedeutung der verschiedenen Mikroskopierverfahren und Mikroskoptypen den Blick auf die wesentlichen Ergebnisse der bisherigen Entwicklung lenken kann.

2. Angaben über den Beginn elektronenmikroskopischer Arbeiten

Schon in der Anfangszeit der Elektronenmikroskopie begegnen wir zwei Laboratorien, die über den Bau je eines Elektronenmikroskops berichtet haben. Diese beiden Geräte waren sehr verschieden; ebenso verschieden waren auch die äußeren Umstände, aus denen heraus es zur Entwicklung der Geräte gekommen war.

Im Hochspannungsinstitut der Technischen Hochschule Berlin war vom Institutsleiter, Prof. A. Matthias, die Aufgabe gestellt, zur Erforschung atmosphärischer Überspannungen auf Energieübertragungsanlagen einen praktisch brauchbaren Kathodenstrahloszillographen zu entwickeln. Unter der Leitung von Dr.-Ing. M. Knoll wurde 1928 das Entwicklungsprogramm in mehrere Teilprobleme aufgespalten und Studenten sowie Doktoranden zur Bearbeitung übergeben. E. Ruska hatte dabei die Aufgabe übernommen, die Strahlführung der Elektronen rechnerisch und experimentell im Sinne der von Busch gegebenen Vorstellungen zu behandeln.

Das Ziel dieses Arbeitskreises war von vornherein ein technisches; dementsprechend lag, zumal alle Mitarbeiter Ingenieure waren, ein großes Interesse auch auf der konstruktiven Ausbildung der Geräte. Dennoch war dank des Weitblicks des Institutsleiters, Herrn Prof. Matthias, so viel Freiheit gegeben, daß den elektronenoptischen Gedankengängen, die sich als Konsequenz der Rechnungen und erfolgreichen Versuche zur Erzielung guter Elektronenbilder bald entwickelten, in voller Muße nachgegangen werden konnte. Dabei klärten sich in zahlreichen Diskussionen, an denen neben den Autoren der frühen elektronenoptischen Arbeiten E. Ruska und M. Knoll vor allem auch B. v. Borries beteiligt war, die Vorstellungen vom optischen Charakter der Elektronenstrahlung und von der Möglichkeit des Baues elektronenoptischer Geräte. Die Vergrößerung mehr und mehr zu steigern, erschien besonders lohnend, nachdem in Diskussionen zwischen F. G. Houtermans und M. Knoll auf die Bedeutung der de Broglie-Wellenlänge für die Möglichkeit einer hohen mikroskopischen Auflösung hingewiesen worden war. Der Aufbau der ersten Elektronenmikroskope und das Experimentieren mit ihnen war dadurch sehr erleichtert, daß bereits vorher von Knoll, Knoblauch und den Verfassern für den Oszillographenbau Teile von Metallvakuumapparaturen entwickelt worden waren, die baukastenähnlich in verschiedener Weise zusammengesetzt werden konnten.

Von anderen inneren Voraussetzungen aus ging die zweite Arbeitsgruppe im Forschungsinstitut der AEG. ans Werk. E. Brüche[3]) hat hierüber kürzlich ein besonders lebendiges Bild gegeben:

„Es war 1928, als die AEG ihr Forschungsinstitut begründete. Auch reine Physiker wurden eingestellt. Ihnen wurde keine konkrete Aufgabe gegeben; man überließ es ihnen vielmehr selbst, sich ein ihnen besonders liegendes, geeignetes Arbeitsgebiet zu suchen. So kamen 1930 Versuche mit Elektronenstrahlen über künstliches Nordlicht zustande, die unter anderem zu einem ‚Nordlichtfilm' führten, nach dem noch heute bei TV. Nachfrage besteht. Nicht nur Außenstehende, sondern auch AEG-Leute schüttelten den Kopf ob dieser sonderbaren und so wenig technischen Betätigung, der man vom geschäftlichen Standpunkt aus bestenfalls einen gewissen allgemeinen Propagandawert zusprechen konnte.

Diese Bedenken über unsere Versuche waren durchaus berechtigt. Und doch waren diese so gar nicht auf technische Anwendung eingestellten Experimente der Anfang der AEG-Entwicklungen zur geometrischen Elektronenoptik und damit zur AEG-Elektronenstrahlröhre, zum AEG-Elektronenmikroskop und anderem. Bereits 1931 waren diese beiden wichtigen Geräte in ihren ersten Formen verwirklicht. Damit änderte sich auch der Charakter der Entwicklungsarbeit. War sie bis dahin nur von wenigen getragen, so wurde sie nun mehr und mehr zu einer Gemeinschaftsarbeit, zunächst zu einer wissenschaftlichen Gemeinschaftsarbeit mit Unterstützung einiger tüchtiger Mechaniker. Es galt nun, die Kenntnis der geometrischen Elektronenoptik auszuweiten und der Entwicklung einen festen wissenschaftlichen Boden zu geben."

3) E. Brüche, Die Kameradschaft, Werkzeitschrift d. Betriebsgemeinsch. AEG. **9**, 166, 1943.

Tabelle 1

Beginn der elektronenoptischen Arbeiten im Hochspannungsinstitut der Technischen Hochschule Berlin und im Forschungsinstitut der AEG.

(Zusammengestellt nach eigenen Angaben der beteiligten Autoren)

		I Hochspannungsinstitut der Technischen Hochschule Berlin	II Forschungsinstitut der AEG
1	Planung und Beginn elektronenoptischer Arbeiten	Studienarbeit von E. Ruska über die Konzentrierungsspule des Kathodenstrahloszillographen, der Fakultät abgeschlossen vorgelegt am 10. Mai 1929. Die darin enthaltene Berechnung der Brennweite aus den Daten der Spule stammt vom Juli 1928. Die Untersuchung bestätigte an genaueren Vergrößerungs- und Brennweitenmessungen die Anschauung von der Elektronenlinse und die Gültigkeit der Linsengleichung. Ein die genannten Ergebnisse enthaltender Auszug aus dieser Studienarbeit ist als Arbeit von E. Ruska und M. Knoll am 28. April 1931 der Zeitschr. f. techn. Phys. eingereicht (siehe 1, 3).	Anfang 1930 Unterhaltung zwischen Prof. Ramsauer und Dr. Brüche über die Möglichkeit, mit Elektronenstrahlen entsprechend der Optik Abbildungsgeräte zu bauen. Bemerkung Brüches im Buch Petersen, Forschung und Technik, daß der aufgeladene Ring der als Linse wirkenden Magnetspule als elektrisches Analogon gegenübergestellt werden kann. Gleichzeitig Hinweis auf den Begriff: Geometrische Elektronenoptik. November 1930 Beginn systematischer Versuche über Elektronenoptik mit elektrischen Linsen.
2	Aufnahme der ersten elektronenoptischen und elektronenmikroskopischen Abbildungen	Die unter I, 1 genannte Studienarbeit enthielt 1929 gewonnene Blendenabbildungen, im Maßstab 1 : 1,3 vergrößert. Zweistufig magnetisch bis 17fach vergrößerte Abbildungen von Blenden, Netzen und Gasentladungskathoden und einstufig elektrisch bis 10fach vergrößerte Abbildungen von Blenden und Gasentladungskathoden wurden vor Anfang Juni 1931 gewonnen und von Knoll in einem Vortrag im Crantz-Kolloquium der Technischen Hochschule Berlin am 4. Juni 1931 gezeigt. Zur Publikation eingereicht wurden sie am 10. September 1931.	Die Leuchtschirmbilder sind beobachtet kurz nach Johannsons Eintritt in das Forschungsinstitut. (Johannson ist im September 1931 in das Forschungsinstitut eingetreten.) Über den genauen Zeitpunkt der richtigen Deutung als Glühkathodenbilder und der photographischen Aufnahme finden sich keine Angaben. Jedenfalls liegt dieser Schritt vor Ende November 1931, zu welchem Zeitpunkt die Arbeit unter II, 3 eingereicht wurde.
3	Erste Publikation von Experimentalergebnissen über Elektronenlinsen und Elektronenbilder	Arbeit von E. Ruska und M. Knoll, eingereicht 28. April 1931, erschienen Zeitschrift f. techn. Phys. **12**, 389, 448, 1931, August (siehe I, 1). Arbeit von M. Knoll und E. Ruska, Ann. d. Phys. **12**, 607, 641, 1932, eingereicht 10. September 1931, erschienen Januar/Februar 1932. Bezüglich des Inhaltes dieser 55 Seiten langen Arbeit vgl. I, 2 und I, 4. M. Knoll hat von diesen Ergebnissen E. Brüche am 13. November 1931 mündlich Mitteilung gemacht.	Die kurze Originalmitteilung von E. Brüche, Naturw. **20**, 49, 1932, eingereicht Ende November 1931, erschienen Januar 1932, enthält elektronenmikroskopische Bilder einer Oxydkathode. Die Publikation wurde ausgelöst durch die Mitteilung Knolls an Brüche vom 13. November 1931 über die unter I, 2—4 erwähnte, damals bereits im Druck befindliche Arbeit.
4	Erste Publikation der Beschreibung von Elektronenmikroskopen	Arbeit von M. Knoll und E. Ruska, Ann. d. Phys. 12, 607, 641, 1932, eingereicht 10. September 1931, erschienen Januar/Februar 1932. Die Arbeit enthält Schnittzeichnung und Beschreibung einer zweistufigen magnetischen Vergrößerungsapparatur, bei der vermerkt ist, wo die elektrische Linse eingebaut werden kann, sowie die Schnittzeichnungen der verwendeten elektrischen Netzlinse und verschiedener Formen eisengekapselter Magnetlinsen.	Die Arbeit E. Brüche und H. Johannson, Naturw. **20**, 353, 1932, erschienen 20. Mai 1932, enthält eine Zeichnung von Potentialfeld und Strahlenverlauf sowie eine Photographie des elektrischen Emissionsmikroskops, das im Text beschrieben wird.

Die Tabelle I weist im einzelnen den Verlauf der im Hochspannungsinstitut der Technischen Hochschule Berlin und im Forschungsinstitut der AEG zum Elektronenmikroskop führenden Entwicklung nach. Aus ihr ergibt sich, daß im erstgenannten Institut die vier in der Tabelle gekennzeichneten, wesentlichen Entwicklungsstufen zuerst erreicht worden sind.

3. Technische Elemente und zeitlicher Werdegang der Elektronenmikroskope

In Fig. 1 ist dargestellt, in welcher Reihenfolge sich die wichtigen Typen der Elektronenmikroskope entwickelt und gegenseitig befruchtet haben. Es wurde versucht, alle technischen Elemente zu erfassen, auf denen Eigenart und Wirkungsweise der heutigen Elektronenmikroskope wesentlich beruhen. Die Abbildung soll zeigen, wann die einzelnen Anordnungen und Verfahren für die Elektronenmikroskopie vorgeschlagen und wann sie verwirklicht wurden. Außerdem läßt das Bild erkennen, wie dies Gedankengut im Verlauf der technischen Entwicklung fruchtbringend weitergewirkt hat. In Fig. 1 sind die Elektronenmikroskope nach dem Einreichdatum der ersten Gerätebeschreibung geordnet. Die eckig umrandeten, oberhalb der die Mikroskope darstellenden Kreise angebrachten großen Zahlen geben an, bei welchen Geräten die in der Unterschrift aufgeführten 25 Verfahren und Anordnungen zuerst verwirklicht wurden. Die entsprechend bezifferten Verbindungslinien von Kreis zu Kreis kennzeichnen die Übernahme und natürlich gegebenenfalls auch Verbesserung schon bewährter Lösungen von Mikroskop zu Mikroskop.

Neben den Geräten, deren Entwicklungsgang Fig. 1 zeigt, sollen zur Vervollständigung noch einige Verfahren und Anordnungen erwähnt werden, die jedoch bisher keine so große praktische Bedeutung für die Elektronenmikroskopie erlangt haben: Die vornehmlich im Forschungsinstitut der AEG seit 1933 entwickelten Emissionsmikroskope zur Abbildung von Photokathoden und Sekundärkathoden und das Feldemissionsmikroskop (Spitzenemission) von E. W. Müller 1937; das Elektronenrastermikroskop von M. v. Ardenne 1938; das Elektronenschattenmikroskop von H. Boersch 1939. Experimentelle Einzelheiten oder konstruktive Variationen, wie z. B. die Austauschbarkeit magnetischer und elektrischer Objektive, wurden in der graphischen Darstellung nicht aufgeführt, ebenso nicht die Jocherregung der Polschuhlinse, die Ausschleusung der Polschuhe oder der Übergang auf eine höhere Strahlspannung. Spezielle Verfahren, wie z. B. zusätzliche Beugungsuntersuchungen im gleichen Gerät, Objekterhitzung und Laufbildaufnahmen, können hier nur erwähnt werden, während die noch voll im Fluß befindliche präparative Seite der Übermikroskopie ganz außer Betracht bleiben mußte.

Die Fig. 1 läßt erkennen, daß sich das Gebiet der Elektronenmikroskopie aus zwei Wurzeln entwickelt hat[4]), und zwar aus dem Gerät von Knoll und Ruska und aus dem etwas späteren von Brüche und Johannson. Während das Durchstrahlungsmikroskop der erstgenannten Autoren folgerichtig zum Übermikroskop entwickelt wurde (Übermikroskope sind in Fig. 1 durch starke Umkreisung gekennzeichnet), benutzte der Brüchesche Arbeitskreis seine Elektronenmikroskope zunächst zu physikalischen Untersuchungen auf dem Gebiet der Elektronik und zu metallographischen Untersuchungen bei schwacher Vergrößerung. Vom Elektronenmikroskop ausgehend wurden auch andere elektronenoptische Geräte entwickelt und das Gesamtgebiet der Elektronenoptik in sehr verdienstvoller Weise zusammengefaßt. Als dann nach dem erfolgten Durchbruch der Übermikroskopie das AEG-Forschungsinstitut auf dies fruchtbare Arbeitsgebiet überging, behielt es, wie aus Fig. 1 zu entnehmen ist, nur vereinzelte Verfahren oder Anordnungen aus seinen eigenen frühen Arbeiten bei. Die Mehrzahl der charakteristischen Bestandteile und Eigenschaften der neuen hochauflösenden Geräte wurde dagegen von den bereits vorhandenen Übermikroskopen übernommen.

Fig. 1 läßt erkennen, daß zwischen dem Bau des ersten Übermikroskops in der Technischen Hochschule Berlin und des zweiten bei Siemens & Halske vier Jahre verstrichen sind. Dieser Umstand ist um so auffallender, als wir schon im Schrifttum des Jahres 1934 mit aller Deutlichkeit und Überzeugung auf die Möglichkeit

4) In diesem Zusammenhang muß eine Äußerung Ruskas (vgl. Zeitschr. f. Phys. **89**, 90, 1934): „Das Gegenstück zu diesem magnetischen Mikroskop wurde davon unabhängig zu gleicher Zeit von Brüche und Johannson entwickelt" berichtigt werden. Die Angabe der Gleichzeitigkeit kann nach dem, was die Tabelle 1 und die Fig. 1 auf Grund der seitdem von Brüche bekanntgegebenen Daten erkennen läßt, heute nicht mehr aufrechterhalten werden; sie ist zu ersetzen durch die eindeutige Feststellung, daß Knoll und Ruska als erste mit Elektronenstrahlen sowohl nach dem Durchstrahlungsverfahren als nach dem Emissionsverfahren mikroskopiert haben. Die oben zitierte, frühere Äußerung Ruskas kann also ebenso wie eine entsprechende Äußerung von Brüche und Johannson (Naturw. **20**, 353, 1932, auf S. 354) nicht zur Stützung der These herangezogen werden, es sei ein eindeutiger Tatbestand, daß beide beteiligten Entwicklungsstellen das Gebiet gleichzeitig erschlossen hätten, wie dies von C. Ramsauer und E. Brüche (Physik. Zeitschr. **44**, 176, 1943, auf S. 177/178) kürzlich versucht wurde.

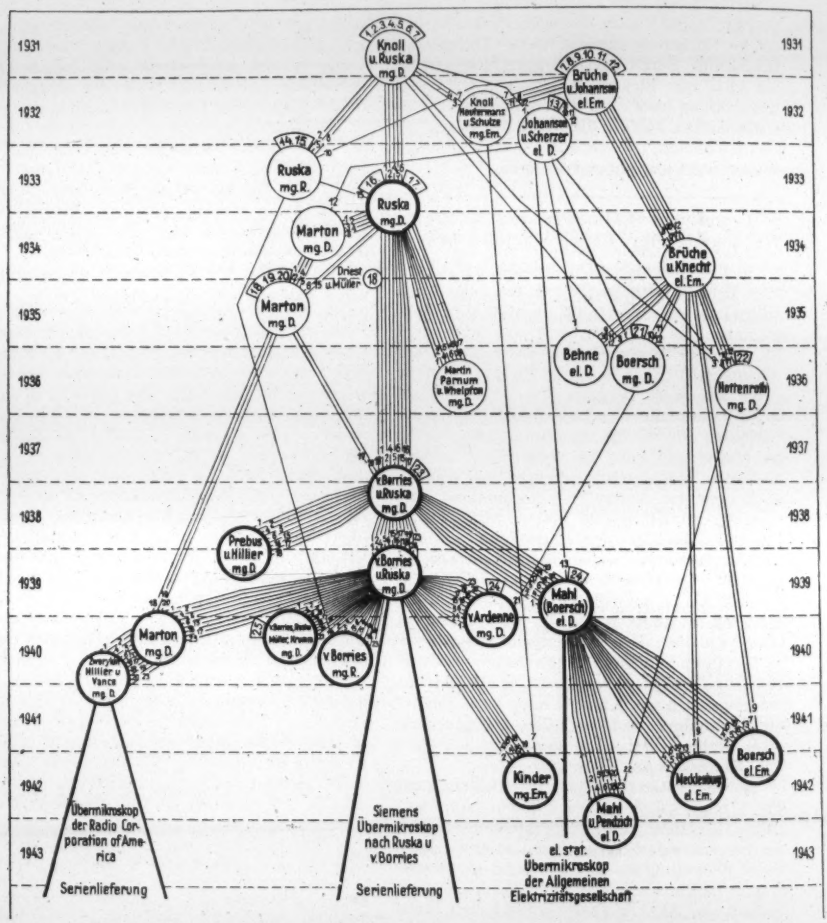


Fig. 1. Technische Elemente und zeitlicher Werdegang der Elektronenmikroskope.

Anordnungen und Vorschläge der Technischen Hochschule Berlin und der Siemens & Halske AG.:

1 Durchstrahlungsverfahren; 2 Schnelle Elektronen; 3 Magnetlinse; 4 Zweistufige Vergrößerung; 5 Metallapparatur; 6 Senkrechte Bauweise; 7 Emissionsverfahren; 14 Rückstrahlungsverfahren. Knoll und Ruska 1932; 15 Magnetische Polschuhlinse. Ruska und v. Borries 1931/32; 16 Kondensorlinse. Knoll und Ruska 1932; 17 Zwischenbildleuchtschirm. v. Borries und Ruska 1932; 18 Innenaufnahme. Ruska 1933; 19 Schleuse für photographische Platte. Vorschlag: Ruska 1933, konstruktive Angabe: v. Borries 1934; 20 Schleuse und Schleuspatrone für Objekt. Ruska 1933/34; 21 Dunkelfeldabbildung. v. Borries 1935; 23 Dreielektroden-Strahlquelle; 24 Stereoeinrichtung. Ruska 1934.

Anordnungen und Vorschläge der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft und anderer:

7 Emissionsverfahren; 8 Langsame Elektronen; 9 Elektrisches Immersionsobjektiv; 10 Nur einstufige Vergrößerung; 11 Glasapparatur; 12 Waagerechte Bauweise; 13 Elektrische Einzellinse; 22 Elektrischer Spiegel; 25 Magnetostatische Linse. Schröter 1937.

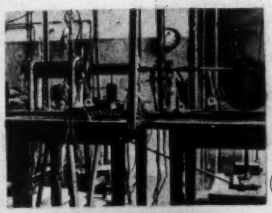
Die Anordnungen und Vorschläge sind nach der Reihenfolge ihrer ersten Verwirklichung beim Elektronenmikroskop numeriert. In der Bildunterschrift sind dabei die Autoren nur dann genannt, wenn die betreffenden Vorschläge unmittelbar für das Elektronenmikroskop gemacht sind und die betreffenden Autoren nicht mit den Erbauern derjenigen Elektronenmikroskope übereinstimmen, bei denen das Verfahren oder die Anordnung zuerst verwendet wurde.

Im Bild sind die Elektronenmikroskope nach dem Einreichdatum der ersten Gerätebeschreibung, soweit dies bekannt ist, eingeordnet. Die eckig umrandeten, oberhalb der die Mikroskope darstellenden Kreise angebrachten großen Zahlen geben an, bei welchen Geräten die in der Unterschrift aufgeführten 25 Verfahren und Anordnungen zuerst verwirklicht wurden, während die Verbindungslinien von Kreis zu Kreis die Übernahme und natürlich gegebenenfalls auch Verbesserung schon bewährter Lösungen von Mikroskop zu Mikroskop kennzeichnen.

Benutzte Abkürzungen: ○ Elektronenmikroskop ohne sublichtmikroskopische Auflösung; ◎ Elektronenmikroskop mit sublichtmikroskopischer Auflösung (Übermikroskop); mg. D. = magnetisches Durchstrahlungsmikroskop; el. D. = elektrisches Durchstrahlungsmikroskop; mg. Em. = magnetisches Emissionsmikroskop; el. Em. = elektrisches Emissionsmikroskop; mg. R. = magnetisches Rückstrahlungsmikroskop.

1

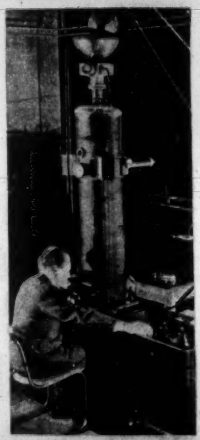
2



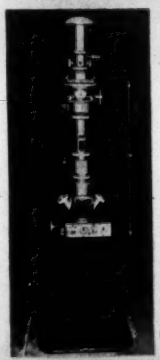
4

3

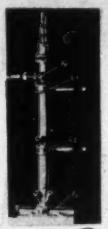
5



9

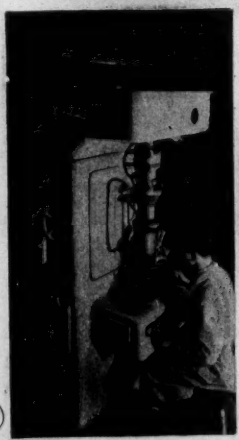


6



8

10



7

11

Fig. 2. Einige der in Fig. 1 aufgeführten Elektronenmikroskope. Die Geräte sind alle in etwa gleicher Verkleinerung 1 : 37 wiedergegeben:

1 Magnetisches Durchstrahlungs- und Emissions-Mikroskop. Knoll und Ruska 1931.

2 Elektrisches Emissions-Mikroskop. Brüche und Johannson 1931.

3 Magnetisches Durchstrahlungs - Übermikroskop. Ruska 1933.

4 Magnetisches Durchstrahlungs-Mikroskop. Marton 1934.

5 Elektrisches Mikroskop, Übergang von Emission zu Durchstrahlung. Behne 1936.

6 Magnetisches Durchstrahlungs - Übermikroskop. v. Borries und Ruska 1938.

7 Magnetisches Durchstrahlungs - Übermikroskop. v. Borries und Ruska 1939.

8 Elektrisches Durchstrahlungs - Übermikroskop. Mahl 1939.

9 Magnetisches Durchstrahlungs - Übermikroskop. Marton 1940.

10 Magnetisches Durchstrahlungs - Übermikroskop. Zworykin, Hillier und Vance 1940.

11 Elektrisches Emissions-Übermikroskop. Mecklenburg 1942.

und die große Bedeutung der Mikroskopie hoher Auflösung mit schnellen Elektronen hingewiesen haben. Unsere damaligen günstigen Voraussagen[5][6]), hinsichtlich deren medizinisch-biologischen Sektors wir uns auf das von Helmut Ruska der neuen Methode seit jeher entgegengebrachte Interesse und Vertrauen stützten, sind durch die Entwicklung der folgenden 10 Jahre bis in die Einzelheiten bestätigt worden. Da die weitere technische Durchbildung der Übermikroskopie nicht zum Aufgabengebiet eines Instituts für Hochspannungstechnik gehören konnte, suchten wir eine neue tragfähige Plattform. In Belgien arbeitete Marton aufbauend auf den frühen Arbeiten unserer Gruppe in konstruktiver und präparativer Richtung weiter, ohne jedoch zu übermikroskopischen Auflösungen zu kommen. Auch Martin, Parnum und Whelpton konnten mit ihrem in England 1937 veröffentlichten Elektronenmikroskop keine übermikroskopischen Auflösungen erreichen. Am ersten Übermikroskop wurden während dieser Zeit mit Unterstützung von E. Ruska verschiedene von diesem 1933 als nächste Verbesserungsschritte geforderte Maßnahmen von Driest und Müller (Innenaufnahme) und von Krause (weitere Spannungsberuhigung) durchgeführt, wodurch laufend bessere übermikroskopische Bilder erzielt wurden. Während dieser Zeit wurde von uns in Vorträgen und Veröffentlichungen für den Gedanken der Übermikroskopie geworben. Wir verhandelten ferner damals einerseits mit einer Reihe leitender Persönlichkeiten der Wissenschaft und der industriellen Forschung, bei denen ein Interesse an einer grundsätzlichen Weiterbildung der Mikroskopie vorausgesetzt werden konnte, um einen rascheren und mit größeren Mitteln betriebenen Ausbau der Übermikroskopie in Gang zu bringen. Andererseits suchten wir das Interesse einiger Firmen an dem Bau von Übermikroskopen zu wecken. Obwohl trotz vieler Bedenken, die uns entgegengebracht wurden, alle diese Stellen unsere Anregungen entgegennahmen und zum Teil auch eine Unterstützung in Aussicht stellten für den Fall, daß anderswo eine Entwicklungsarbeit begonnen würde, konnte keine sich selbst zur Aufnahme der Entwicklung entschließen. Wir überzeugten uns bei diesen Verhandlungen davon, daß es richtig sei, die weitere Entwicklung einer mit der Herstellung technischer Geräte vertrauten Firma anzugliedern, und verfolgten das Ziel weiter, bis sich im Sommer 1936 der Erfolg anbahnte. Als Laboratoriumsleiter in den Siemens-Schuckert-Werken brachte v. Borries der Leitung des Hauses Siemens unseren Gedanken nahe, die industrielle Entwicklung der Übermikroskopie aufzunehmen. In den folgenden Verhandlungen wurde uns dann eine Arbeitsmöglichkeit geboten, die nach den verfügbaren Mitteln und der gewährten Freiheit alle Wünsche erfüllte. Inzwischen hatte sich auch Carl Zeiß, Jena, bereit erklärt, in ähnlichem Um-

5) E. Ruska, Das Elektronenmikroskop als Übermikroskop. Forschungen und Fortschritte **10**, 8, 1934.

„Derartige Untersuchungen interessieren uns natürlich im Gegensatz zu den vorstehend erwähnten Kathodenuntersuchungen bei allen Arten von Objekten, wie beispielsweise Metallfolien, feinsten Fasern und organischen Objekten aus dem Interessengebiet des Mediziners und Biologen . . .

Bei der großen grundsätzlichen Bedeutung des Elektronenmikroskops für die Übermikroskopie wäre sehr zu wünschen, daß sich neben dem Physiker heute auch schon der Mediziner und Biologe an den noch notwendigen Entwicklungsarbeiten beteiligen würden."

6) B. v. Borries, Das Elektronenmikroskop. Vortrag vom 12. 12. 1934 im Haus der Technik, Essen. Veröffentl. im Selbstverlag Haus der Technik Essen 1935, H. 1, auf S. 18.

„Zum Schluß sollen einige Gedanken über die Aussichten der Elektronenmikroskopie angeschlossen werden. Auf dem Gebiete der Metallkunde sind nach der Eigenemissionsmethode weitere kristallographische Ergebnisse zu erwarten, wie wir sie oben bereits begonnen sahen. . . . Mit durchfallender Strahlung könnte man versuchen, die wichtigen Probleme der Duraluminauskristallisation sowie der Vergütungs- und Aushärtungseffekte anzugreifen. Mit dem Rückstrahlungsverfahren kann man vielleicht die für die Festigkeit wichtige Frage anschneiden, wie eben die Oberfläche eines Schliffes, die im Lichtmikroskop auch bei stärkster Vergrößerung noch homogen erscheint, denn nun wirklich ist.

Weitere Anwendungsgebiete ergeben sich in der Industrie der Steine und Erden und der Keramik, sowie auch in der Textilindustrie, wenn es gilt, feinste Strukturen zu untersuchen. Die Sichtbarmachung von Kolloiden ist zu erhoffen.

Sehr wichtige Anwendungen aber wird das Elektronenmikroskop in Biologie und Medizin zu erwarten haben. Hier ist beispielsweise die Auffindung ultravisibler Vira zu nennen. Auch die Pathologie dürfte Interesse an der Sichtbarmachung feinster Strukturen haben. Hier wird es sehr wesentlich auf die Schaffung geeigneter Präparationsmethoden ankommen. Eine Zusammenarbeit zwischen Mediziner und Physiker verspricht die besten Erfolge.

Die Lichtmikroskopie hat entscheidende Verbesserungen nicht mehr zu erwarten; drei Generationen von Optikern haben es zu dem vollkommenen Instrument entwickelt, das wir heute besitzen. Man hat keinen Aufwand gescheut, seine Möglichkeiten auszuschöpfen . . .

Das Elektronenmikroskop dagegen hat in dreijähriger rascher Entwicklung das Lichtmikroskop bereits heute im Auflösungsvermögen überholt. Wenn es auch das Lichtmikroskop niemals verdrängen oder überflüssig machen wird, so wird es sich doch danebenstellen und hoffentlich unsere Erkenntnis um Größenordnungen in das Gebiet des Kleinsten hinein erweitern, — wenn es gelingt, Interesse und Beteiligung an dieser Arbeit zu erwecken."

fang unsere Vorschläge aufzugreifen. Daß das Elektronenmikroskop nur in seiner Anwendung optischer, in seiner technischen Ausführung aber elektrischer Natur war, wurde ausschlaggebend für den Entschluß, die Entwicklung in dem elektrotechnischen Haus durchzuführen.

Durch den Abschluß dieser Verhandlungen wurde seit Anfang Februar 1937 bei Siemens & Halske eine stärkere Arbeitsgruppe aufgebaut, von deren Mitgliedern wir die Herren H. O. Müller, Helmut Ruska und H. Schuchmann mit herzlichem Dank für ihre wertvolle Mitarbeit nennen möchten. Arbeitsgruppen ähnlichen Umfanges bestanden in einigen anderen Forschungsstellen für die technische Entwicklung elektronenoptischer Geräte schon lange. Während aber diese Entwicklungsstellen keine Übermikroskope gebaut haben, stellten wir uns von vornherein die Aufgabe, ein bequem zu handhabendes Übermikroskop hoher Leistung für den Praktiker zu entwickeln. Bereits nach kurzer Zeit konnten wir den Bau des zweiten Übermikroskops veröffentlichen. Dieses war schon ganz für die Befriedigung der praktischen Mikroskopierbedürfnisse gebaut. Die Fig. 1 zeigt, in welch hohem Maße von diesem Gerät für die späteren Entwicklungsstellen Anregungen ausgegangen sind.

Eine Diskussion der vielfältigen Befruchtungen, die von Mikroskop zu Mikroskop gingen und in Fig. 1 verfolgt werden können, ist im einzelnen nicht nötig: Die Darstellung zeigt in vollster Klarheit, aus welchen Quellen das in den heutigen Übermikroskopen enthaltene Gedankengut zu seinem überwiegenden Teil geflossen ist. Dabei muß nicht nur die Zahl der von Gerät zu Gerät laufenden Bezugslinien, sondern auch im einzelnen ihr Gewicht gewertet werden; bilden doch die Bauelemente der magnetischen Polschuhlinse und des Kondensors, welche schon vor 10 Jahren den Übergang vom Elektronenmikroskop zum Übermikroskop ermöglicht haben, auch heute noch die Grundlage für höchste optische Leistung, während die später in die Übermikroskopie eingeführten elektrischen Linsen und Spiegel und die Weglassung des Kondensors einen Verzicht auf optische Leistungen mit sich brachten. Auch die Ausbildung als Metallapparatur und die senkrechte Bauweise, wobei im Gegensatz zum Lichtmikroskop der Strahlengang von oben nach unten gerichtet ist, sind wichtiger, als es manchem Physiker im ersten Augenblick erscheinen mag; hängen doch von diesen Eigenschaften optische Leistung, praktische Handhabung und wirtschaftliche Fertigung der Geräte ab. Wie stark die heutigen Übermikroskope in ihrer gesamten Ausbildung als technische Instrumente der von unserer Gruppe ursprünglich entwickelten Bauart gleichen, zeigt deutlich die Fig. 2. In ihr sind einige der in Fig. 1 aufgeführten Elektronenmikroskope im gleichen Verkleinerungsmaßstab von etwa 1:37 bildlich dargestellt. Die von Knoll und uns gebauten Geräte 1, 3, 6 und 7 stellen Weiterentwicklungen in konsequent fortschreitender Linie dar. Im Ausland hat Marton zunächst die technisch weniger günstige waagerechte Bauweise 4 versucht und dann später ein sehr voluminöses Gerät 9 mit im Vakuum liegenden Stromspulen gebaut, das nicht weiterentwickelt, sondern von Zworykin, Hillier und Vance durch ein Instrument 10 abgelöst wurde, das unserer Bauart bis in Einzelheiten ähnelt. Eine Weiterentwicklung des Gerätes 2 von Brüche und Johannson, das im Bild ohne die umhüllende Glasglocke gezeigt ist, stellt das Elektronenmikroskop von Behne 5 dar. Dieses wird von Brüche als Übergang von den Emissions- zu den Durchstrahlungselektronenmikroskopen mit elektrischen Linsen bezeichnet; in seiner technischen Form und seiner Leistung gehört es jedoch noch ganz zu einer inzwischen überwundenen Stufe. Erst beim Bau des ersten hochauflösenden Mikroskops mit elektrischen Linsen 8 nahm Mahl die bewährte senkrechte Metallbauweise auf. Als dann das elektrische Emissionsmikroskop nach Brüche und Johannson zum Übermikroskop weiter entwickelt wurde, wählten auch die Erbauer dieser Emissionsübermikroskope die technische Form der früheren hochauflösenden Durchstrahlungsgeräte, wie es z. B. das Gerät 11 von Mecklenburg zeigt. Schon vorher hatte Mahl[7]) eingehend die Vorteile erörtert, welche die beim Durchstrahlungsmikroskop bewährten Elemente (schnelle Elektronen, Innenaufnahme, magnetische Abschirmung, vertikaler Aufbau) auch für das Emissionsmikroskop bieten.

4. Umfang übermikroskopischer Forschungsarbeiten

Einen klaren Überblick über das rasche Wachstum der Übermikroskopie erhält man, wenn man die Zahl der wissenschaftlichen Arbeiten verfolgt, in denen übermikroskopische Forschungsergebnisse vorgelegt wurden. Man wird sich dabei weniger für die Zahlen der in den verschiedenen Jahren publizierten Veröffentlichungen interessieren, als vielmehr dafür, wie groß jeweils die Summe aller bis zu einem bestimmten Zeitpunkt erschienenen Arbeiten war, welchen Umfang also das übermikroskopische Schrifttum in der Forschung angenommen hatte. Diese Summen sind in Fig. 3 aufgetragen. In ihr sind aufgeführt alle Veröffentlichungen, die spezielle, mit dem Über-

7) H. Mahl, Zeitschr. f. techn. Phys. **23**, 117, 1942.

mikroskop gewonnene Forschungsergebnisse bringen. Zusammenfassende Darstellungen sowie Arbeiten über die Entwicklung des Übermikroskops sind nur herangezogen, soweit sie einzelne, neue Anwendungsbeispiele enthalten. Arbeiten lediglich über die physikalische, experimentelle und konstruktive Weiterentwicklung der Geräte selbst sind dagegen nicht berücksichtigt.

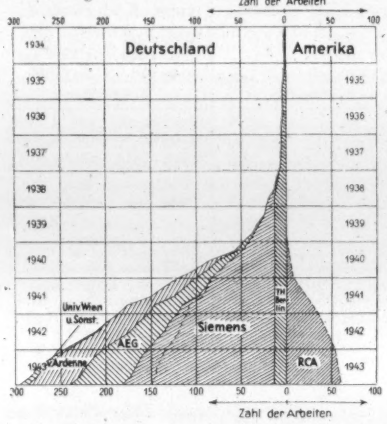


Fig. 3. Anwachsen des Bestandes an wissenschaftlichen Arbeiten mit übermikroskopischen Forschungsergebnissen während des ersten Jahrzehnts der Übermikroskopie.

Das Bild zeigt für jeden Zeitpunkt die Gesamtzahl der bis dahin erschienenen Arbeiten; Ende 1943 waren uns 296 deutsche und 61 amerikanische Arbeiten bekannt geworden. Durch noch erscheinende oder uns bislang unbekannt gebliebene Veröffentlichungen werden sich die deutschen Zahlen noch ein wenig, die amerikanischen Zahlen, besonders für die letzten Jahre, noch wesentlich vergrößern.

Herangezogen wurden Veröffentlichungen, in denen spezielle Fragen mit Hilfe übermikroskopischer Bilder behandelt sind. Arbeiten über technische Entwicklung oder physikalische Grundlagen der Übermikroskope und zusammenfassende Berichte sind nur dann berücksichtigt, wenn sie neue Anwendungsbeispiele enthalten.

Die Darstellung beschränkt sich auf Arbeiten, in denen Bilder der Fokussierungsmikroskope für Durchstrahlung, Rückstrahlung und Emission sowie des Elektronenschattenmikroskops veröffentlicht wurden. Arbeiten mit Bildern des Feldemissionsmikroskops und des Rastermikroskops sind wegen ihres nicht gleichwertigen Bildcharakters nicht aufgeführt.

Die gestrichelte Kurve innerhalb des Siemens-Feldes trennt die in den Siemens-Laboratorien selbst (rechts) von den außerhalb (links) mit Siemens-Übermikroskopen durchgeführten Untersuchungen.

Fig. 3 zeigt das typische Bild des exponentiellen Anstiegs der Benutzung einer neuen Methode, dessen Stetigkeit auch durch die kriegsbedingte Einschränkung wissenschaftlicher Veröffentlichungen nur wenig beeinträchtigt wurde. Eine Diskussion der Kurven im einzelnen ist entbehrlich; in ihnen prägt sich aus, daß die Übermikroskopie von der Technischen Hochschule Berlin und der Siemens & Halske AG. aus unter Mitwirkung einer starken von Helmut Ruska betreuten Gruppe übermikroskopisch forschender Gäste durch uns als Methode eingeführt und daß sie dann von einigen anderen Entwicklungsstellen ergänzt wurde. Hier ist neben dem Forschungsinstitut der AEG, über dessen technische Entwicklungsarbeiten bereits berichtet wurde, vor allem das Laboratorium für Elektronenphysik v. Ardenne zu nennen. Von diesem sind nicht nur übermikroskopische Untersuchungen auf den verschiedensten Anwendungsgebieten veröffentlicht, sondern auch wertvolle Beiträge zur Verbesserung des Auflösungsvermögens und zur Lösung spezieller Mikroskopieraufgaben, wie Stereoaufnahmen, Feinstrahlbeugung, Erhitzungsmikroskopie und Laufbildaufnahmen vorgelegt worden.

In Tabelle 2 sind die bekannt gewordenen Elektronenmikroskope unterschieden einerseits nach der Art, in der das Objekt den abbildenden Strahlengang beeinflußt (Durchstrahlung, Rückstrahlung, Emission), und andererseits nach der Art, in der die abbildenden Felder (Linsen) im Strahlengang zum Objekt angeordnet sind. Dabei bezeichnen wir als Fokussierungsmikroskop die Anordnungen, bei denen das Objekt in der auch beim Lichtmikroskop üblichen Art durch vergrößernde Linsen abgebildet wird. Für die Anordnungen, bei denen durch punktförmige Projektionen von einem kleinen Strahlquerschnitt aus (Schattenmikroskop) oder durch Abrasterung mit einem Strahl kleinen Querschnitts (Rastermikroskop) das Objekt abgebildet wird, sind bis auf den Spezialfall des Spitzenemissionsmikroskops bisher ebenfalls Linsen benutzt worden, mit denen durch verkleinerte Abbildung einer Strahlquelle die erforderlichen sehr feinen Elektronensonden hergestellt wurden. Die einzelnen Felder der Tabelle 2 sind einerseits nach der Benutzung magnetischer oder elektrischer Linsen unterteilt. Andererseits ist angegeben, wann die so gekennzeichneten Elektronenmikroskope erstmals benutzt und wann sie zu Übermikroskopen vervollkommnet wurden. Der augenblicklich erreichte Stand der Auflösung und die derzeitige Zahl der Veröffentlichungen des wissenschaftlichen Schrifttums, in denen neue übermikroskopische Abbildungen auf den verschiedenen Anwendungsgebieten mittels der betreffenden Gerätetypen vorgelegt wurden, vervollständigen den Überblick.

Die Zahl dieser Arbeiten läßt einen Schluß auf die praktische Bedeutung der verschiedenen Geräte für die Übermikroskopie zu. Dadurch zeigt Tabelle 2 das erdrückende Übergewicht des Durchstrahlungsverfahrens und des Fokussierungsmikroskops gegenüber allen anderen Methoden. Das magnetische Durchstrahlungs-Fokussierungsmikroskop wurde bei einer sechsfach größeren Anzahl von Veröffentlichungen benutzt als das elektrostatische. Der Grund hier-

Tabelle 2. **Systematik** der Elektronenmikroskope (optische Anordnung, Strahlbeeinflussung durch das Objekt, Linsenart, zur Zeit erreichte Auflösung) und **praktische Bedeutung** der Geräte (Zahl der Veröffentlichungen bis einschließlich 1943, in denen neue übermikroskopische Abbildungen aus den verschiedenen Anwendungsgebieten vorgelegt wurden)

Abbildung mittels	Durchstrahlung		Rückstrahlung		Emission	
Vergrößerungslinsen (Fokussierungsmikroskope)	Wichtigstes Gerät für zahlreiche Gebiete		Gerät für metallographische Untersuchungen		Gerät für metallographische und Kathodenuntersuchungen	
	magn. L.	elektr. L.	magn. L.	elektr. L.	magn. L.	elektr. L.
	EM. 1931 ÜM. 1933 2 mμ	EM. 1933 ÜM. 1939 8 mμ	EM. 1933 ÜM. 1940 25 mμ	— —	EM. 1932 ÜM. 1942 140 mμ	EM. 1931 ÜM. 1942 40 mμ
	347 Arbeiten*)		**8** Arbeiten		**5** Arbeiten	
Punktprojektion (Schattenmikroskope, Spitzenemissionsmikroskope)	Auflösung durch Verzeichnung beschränkt				Spezialgerät zur Untersuchung feinster Spitzen	
	magn. L.	elektr. L.			magn. Feld	elektr. Feld
	EM. — ÜM. —	EM. — ÜM. 1939 25 mμ			EM. — ÜM. —	EM. — ÜM. 1937 4 mμ
	5 Arbeiten				**7** Arbeiten	
Abrasterung (Rastermikroskope)	Auflösung durch Zeilenstruktur beschränkt		Abbildungsverfahren möglich; bisher keine mikroskopischen Anordnungen bekannt geworden		Abbildungsverfahren möglich; bisher keine mikroskopischen Anordnungen bekannt geworden	
	magn. L.	elektr. L				
	EM. — ÜM. 1938 40 mμ	EM. — ÜM. —				
	2 Arbeiten					

Abkürzungen: magn. L. = magnetische Linse; elektr. L. = elektrische Linse; EM. = Elektronenmikroskop; ÜM. = Übermikroskop.

*) Davon 295 Arbeiten mit magnetischer und 52 Arbeiten mit elektrischer Linse.

für mag ebenso in seiner höheren optischen Leistung wie in seiner größeren Betriebssicherheit und zeitigeren Entwicklung liegen. Die von unserer Gruppe eingeführten Elemente (Durchstrahlungsverfahren; Strahlengang des Fokussierungsmikroskops; Magnetlinse) sind jedes für sich allein und vor allem in ihrer Kombination entscheidend wichtiger als die anderen. Das Rückstrahlverfahren ist bei der Mikroskopie hoher Auflösung mit schnellen Elektronen dem Durchstrahlungsverfahren optisch stärker unterlegen als bei der Lichtmikroskopie. Daher hat sich die von H. Mahl aus der Lichtmikroskopie in die Übermikroskopie übernommene Rückführung der Oberflächenabbildung auf eine Durchstrahlungsabbildung mittels Hautabdrücken als besonders fruchtbar erwiesen. Dieses präparative Verfahren hat vor allem metallographische Probleme der übermikroskopischen Forschung zugänglich gemacht. Das Emissionsverfahren hat für die Übermikroskopie bisher noch keine große praktische Bedeutung erlangt, doch ist hervorzuheben, daß mit ihm vor einigen Jahren hauptsächlich von E. Brüche und Mitarbeitern eine Reihe wertvoller Untersuchungen im Bereich lichtmikroskopischer Auflösung durchgeführt worden ist.

5. Vergleich magnetischer und elektrischer Übermikroskope

Schon 1932/33 erkannten wir, daß die magnetische Linse wegen ihres auch für schnelle Elektronen vorhandenen hohen Brechungsvermögens und wegen der geringen Fehler am leichtesten zu optischen Höchstleistungen führen kann. Bei der elektrischen Linse sahen wir größere Schwierigkeiten bezüglich der Betriebssicherheit bei hohen Strahlspannungen voraus. An dieser Ansicht und an dem eingeschlagenen magnetischen Weg hielten wir fest und verhalfen mit diesem Prinzip der Übermikroskopie zum Durchbruch. Bei der Einführung der elektrischen Einzellinse in die Übermikroskopie sind dann naturgemäß auch Vorteile des elektrostatischen Prinzips geltend gemacht worden, wie einige Ausführungen zeigen, die anläßlich der Bekanntgabe des elektrostatischen Übermikroskops publiziert wurden (C. Ramsauer, Jb. d. AEG.-Forschung 7, 1, 1940):

„Die zweite Aufgabe, die wir uns auf dem Gebiet der Elektronenmikroskopie gestellt haben, war die Entwicklung eines Übermikroskops. Das Übermikroskop, dessen Wesen wir unter dieser Benennung bereits 1933 definiert hatten, sollte dabei möglichst eine Form erhalten, in der es wie jeder sonstige Apparat auch von Nichtphysikern benutzt werden kann. Zu diesem Zweck gingen wir von den bis dahin für die Entwicklung des Übermikroskops allein benutzten magnetischen zu den elektrostatischen Linsen über."

E. Brüche (Jb. d. AEG-Forschung 7, 2, 1940, auf S. 7):

„Die oben zitierten Sätze gegen die von uns seit Jahren gepflegten und entwickelten elektrostatischen Linsen waren daher für uns nur eine Art sportlicher Anreiz, unsere Bemühungen zum Bau eines elektrostatischen Übermikroskops zu vergrößern. Wir wußten außerdem aus der Entwicklungsgeschichte der Elektronik, daß die Entwicklungen meist mit dem magnetischen Prinzip beginnen und erst in einem späteren Entwicklungsstadium und oft nach längeren Hemmungen zum schwieriger durchführbaren, aber letzthin doch einfacheren elektrischen Prinzip führen."

Da die zurückliegenden Jahre mit ihrer intensiven Entwicklungsarbeit schon Gelegenheit zu einer gewissen Abklärung geboten haben, soll die Tabelle 3 einen Vergleich über den derzeitigen Stand beider Instrumente liefern. In allen mikroskopischen Leistungen dominieren die magnetischen Mikroskope; sie bieten wegen der bei mäßiger Strahlspannung erzielbaren sehr kleinen Brennweiten und mit Rücksicht auf das bisher erst wenig erschlossene magnetostatische Prinzip fruchtbare Möglichkeiten für den Bau einfacher, kleiner und doch leistungsfähiger Gebrauchsmikroskope. Wenn auch noch vor wenigen Jahren mehrfach das magnetische Prinzip als sehr kompliziert und das elektrostatische als besonders geeignet für den Nichtphysiker bezeichnet wurde, so haben sich doch unbeschadet solcher Ansichten gerade die magnetischen Geräte durch ihre Betriebssicherheit besonders bewährt. Sie werden daher heute überwiegend von technischen Assistentinnen betreut. Ein Blick auf die Autoren übermikroskopischer Forschungsarbeiten zeigt überdies, daß zur Lieferung bestimmte Typen magnetischer Geräte auch in den Ursprungslaboratorien fast ausschließlich von anderen als ihren Erbauern benutzt werden, was bei den elektrostatischen Geräten bisher nicht der Fall ist. Wir halten angesichts unserer eigenen experimentellen Erfahrungen mit dem elektrostatischen Mikroskop das derzeitige Verhältnis in der Zahl der Entwicklungsstellen, die sich für das eine oder das andere Prinzip entschieden haben, sowie in der Zahl der vorhandenen Geräte ebensowenig für einen Zufall, wie die Bemühungen um die magnetische Ausführungsform selbst an der Entwicklungsstelle, der wir das elektrostatische Übermikroskop verdanken.

Tabelle 3. Vergleich der Eigenschaften magnetischer und elektrischer Übermikroskope

	Durchstrahlungsübermikroskope	
	Magnetisch	Elektrisch
Auflösungsvermögen	2 mμ	8–10 mμ
Elektronenoptischer Abbildungsmaßstab	45000	10000
Elektronengeschwindigkeit (Durchdringungsvermögen) ..	40000 ... 220000 V	40000 ... 50000 V
Anzahl der im In- und Ausland vorhandenen Übermikroskope, soweit bekannt	Mindestens 80	Mindestens 4

6. Bemerkungen zu einigen fremden historischen Darstellungen

Eine Durchsicht der Arbeiten des wissenschaftlichen Schrifttums, in denen die Entwicklungsgeschichte des Übermikroskops behandelt wird, zeigt, daß die Darstellung über die historische Entwicklung der Übermikroskopie bis 1939 einheitlich war. Dies ist leicht erklärlich: Waren doch bis Mitte dieses Jahres nur Übermikroskope vorhanden, die von den Verfassern entwickelt waren. Damals lag bereits eine für Forschungsinstitute bestimmte Bauform vor. In zahlreichen Anwendungsarbeiten hatten diese Geräte in der Hand verschiedener Forscher schon gezeigt, daß durch übermikroskopische Untersuchungen Forschungsergebnisse gewonnen werden können, die auf anderem Wege nicht zu erhalten sind. Der seinerzeit geschaffene Gerätetyp ist heute in größerer Zahl verbreitet und hat sich praktisch bewährt.

Nachdem sich seither auch andere Entwicklungsstellen mit dem Bau hochauflösender Elektronenmikroskope beschäftigt haben, ist die Berichterstattung über die Entwicklungsgeschichte in zunehmendem Maße uneinheitlich geworden, und zwar auch für die Zeit vor Ende 1939. In unseren zusammenfassenden Berichten

haben wir den Anteil, den das Forschungsinstitut der AEG mit der Einführung der elektrostatischen Linsen und einigen anderen späteren Fortschritten sowie v. Ardenne mit den durch ihn eingeführten Neuerungen am Ausbau der Übermikroskopie haben, stets in objektiver Weise gewürdigt und anerkannt. Dagegen lassen einige Darstellungen anderer Autoren eine solche gleichmäßige Behandlung der Ergebnisse aller Arbeitsgruppen vermissen. Zu der historischen Darstellung einer ausdrücklich als Selbstbericht bezeichneten Veröffentlichung[8]) ist schon von anderer Seite kritisch Stellung genommen worden[9]). Bei der Lektüre solcher Aufsätze entsteht der Eindruck, als sei die grundsätzliche Priorität für die Schaffung des Übermikroskops nicht einer, sondern mehreren Autorengruppen zuzuschreiben. Dieser, wie wir gezeigt haben, unrichtige Eindruck könnte nur durch eine Reihe von Darstellungsprinzipien hervorgerufen werden, die für den Fernerstehenden nicht ohne weiteres klarliegen. So wird die Entstehungsgeschichte des Übermikroskops lückenhaft und in einer Reihe von Fällen[10]) sogar mit unrichtigen Jahresangaben oder unzutreffender Folge zeitlicher Entwicklungsschritte dargestellt. Daneben werden Vorschläge oder einzelne Versuche, die keinen wesentlichen Einfluß gehabt oder überhaupt nichts mit dem Übermikroskop zu tun haben, als erhebliche Entwicklungsschritte breit behandelt; entscheidend wichtige Entwicklungsschritte werden demgegenüber vielfach in auffälliger Weise unterdrückt:

So wird beispielsweise an verschiedenen Stellen ein Vorschlag von Stintzing[11]) zu Unrecht als erster Gedanke oder erster Vorschlag des Elektronenübermikroskops hingestellt[12]). Dieser Darstellung wird aber niemand zu folgen vermögen, der die Patentschrift selbst nachliest. Die von Stintzing vorgeschlagene Anordnung war ein mit Licht- oder Korpuskularstrahlen arbeitendes Registrierphotometer, das kein Bild der Objekte, sondern Registrierkurven der Strahlendurchlässigkeit erzeugen sollte. Von Elektronenstrahlen und ihren besonderen Vorteilen sowie von Elektronenlinsen ist nicht die Rede, und eine Mikrophotographie wird ausdrücklich abgelehnt. Dieser der Anordnung des Elektronenübermikroskops so fernliegende Vorschlag kann nicht gut als der erste Gedanke an dieses Mikroskop hingestellt werden; ist doch selbst die verwandtere und zudem verwirklichte Elektronenbeugungsröhre von niemand als ein solcher angesehen worden. Die angeführten Auslegungen[12]) des Stintzingschen Patentes sind daher irreführend. Besonders angreifbar sind diese Ausführungen dadurch, daß in allen Fällen der Leser nichts darüber erfährt, wer denn nun wirklich die Elektronenmikroskopie durch-

8) C. Ramsauer, 10 Jahre Elektronenmikroskopie. Ein Selbstbericht des AEG-Forschungsinstituts. Springer, Berlin 1941.

9) W. Glaser, Phys. Zeitschr. **43**, 1942, S. 135.

10) a) E. Brüche, Jahrb. d. AEG-Forsch. **7**, S. 3 links, Z. 12–16, 1940 (Sonderheft). [Die erste elektronenoptische Veröffentlichung des Hochspannungslaboratoriums der Technischen Hochschule Berlin, Autoren Ruska und Knoll, erschien 1931 und nicht 1932.]

b) E. Brüche, Zeitschr. VDI **85**, S. 222, Tabelle 1, Nr. 10, 1941. [Die Arbeit über das magnetische Universalmikroskop von v. Ardenne erschien 1940 und nicht 1939.]

c) E. Brüche, Zeitschr. VDI **85**, S. 222, Tabelle 1, Nr. 10, 1941. [Die Arbeit über das Rastermikroskop von v. Ardenne erschien 1938 und nicht 1937.]

d) E. Brüche und A. Recknagel, Elektronengeräte, S. 305, Z. 7/8, Springer-Verlag, 1941 [Siemens nahm sich 1937 und nicht 1938 der Übermikroskopie an.]

e) W. Henneberg, Stahl u. Eisen **61**, S. 773, links Z. 35–37, 1941. [Beischer und Krause machten 1937 und nicht 1936 Kolloide sichtbar.]

f) E. Brüche, Physik. Zeitschr. **44**, S. 179, rechts Z. 14–12 von unten, 1943. [Das erste Übermikroskop wurde von Ruska 1933 gebaut und nicht 1934.]

g) E. Brüche, Physik. Zeitschr. **44**, S. 179, rechts Z. 5–3 von unten, 1943. [Die Siemens & Halske AG. wurde 1936 durch v. Borries und Ruska und nicht 1937 durch Ruska zur Aufnahme der Übermikroskopentwicklung angeregt.]

Die in diesen Literaturstellen wiedergegebenen, von dem tatsächlichen Sachverhalt abweichenden Jahreszahlen wirken sich alle so aus, daß unser Anteil an der Entwicklung geschmälert wird. Bis auf den letzten Fall waren aus dem Fachschrifttum die richtigen Jahreszahlen bekannt.

11) H. Stintzing, DRP. 485155, Verfahren und Einrichtung zum automatischen Nachweis, Messung und Zählung von Einzelteilchen beliebiger Art, Form und Größe, angemeldet 13. Mai 1927, ausgegeben 28. Dezember 1929.

12) a) W. Henneberg, Stahl und Eisen **61**, 769, 1941. „Der erste Vorschlag, mit Elektronenstrahlen ein Bild submikroskopischer Gegenstände zu erhalten, stammt von H. Stintzing . . ."

b) W. Henneberg, Stahl und Eisen **61**, 773, 1941.

c) E. Brüche, Schweiz. Arch. **7**, 47, 1941. „Den Gedanken, die Elektronenstrahlung in den Dienst der Mikroskopie zu stellen, d. h. ein Übermikroskop zu bauen, findet man nach Wissen des Verfassers zuerst in einer Patentschrift von Stintzing. Der Autor erwägt in dieser Schrift die Benutzung der kurzwelligen Röntgenstrahlung, deren Verwendung schon früh, z. B. durch v. Laue, diskutiert worden war, und die Benutzung von Korpuskel-, insbesondere Elektronenstrahlung."

d) C. Ramsauer, 10 Jahre Elektronenmikroskopie. S. 59. Springer-Verlag, 1941.

e) C. Ramsauer, Elektronenmikroskopie. S. 63. Springer-Verlag, 1942.

f) C. Ramsauer, Elektronenmikroskopie. S. 85. Springer-Verlag, 1943.

strahlter Objekte eingeführt, das erste Übermikroskop gebaut und der Übermikroskopie in der Forschung zum Durchbruch verholfen hat.

Weiter werden spätere Schritte als originell hingestellt, die tatsächlich eine mit gewissen Variationen durchgeführte Übernahme bereits bestehender Konstruktionen waren. Auch werden Mitteilungen über frühe interne Versuchsprotokolle und Institutsgespräche gemacht, die an sich zu begrüßen sind, die der Leser aber natürlich nicht mit Veröffentlichungsdaten wissenschaftlicher Ergebnisse anderer Entwicklungsstellen in Vergleich setzen darf. Im Jahre 1940 wurde eine wesentliche deutsche Priorität, nämlich die Schaffung der ersten, technisch brauchbaren Form des Durchstrahlungselektronenmikroskops unberechtigterweise englischen Autoren zugeschrieben[13]). Schließlich lassen zahlreiche Arbeiten eine klare Unterscheidung der Übermikroskope für Durchstrahlung, Rückstrahlung und Emission sowie der entsprechenden Linsen in ihrer verschiedenen historischen Entwicklung und ihrer sehr unterschiedlichen praktischen Bedeutung vermissen, wodurch die Wertung erschwert wird. Alle hier gekennzeichneten Darstellungsprinzipien, die in zahlreichen Arbeiten derselben Entwicklungsgruppe immer wieder zur Folge haben, daß der entscheidende Anteil unserer Arbeitsgruppe an der Übermikroskopie nicht zum Ausdruck kommt, mit Literaturstellen zu belegen, würde einer ausführlicheren dokumentarischen Zusammenstellung bedürfen. Einen dieser Aufsätze, der gehäuft Unrichtigkeiten enthielt und an hervorragender Stelle erschienen war[14]), konnten wir durch Zuschriftenwechsel richtigstellen[15]); dabei hat Herr Brüche gegen keine unserer Beanstandungen widerlegendes Material gebracht.

Gegenüber den oben aufgezeigten Darstellungsprinzipien, die nur von einer Entwicklungsstelle gewählt werden, ergeben mehrere Arbeiten aus der Feder von Autoren[16]), die an der Entwicklung der Elektronenoptik nicht selbst beteiligt sind, das gleiche Bild über die Entstehungsgeschichte des Übermikroskops wie die von uns vor einigen Jahren gegebene Schilderung[17]). Über diese hinaus wollten wir im vorliegenden Aufsatz neue Beiträge zur Entwicklungsgeschichte der Übermikroskopie liefern.

Schluß

Die in der vorliegenden Arbeit betrachteten Verhältnisse werden in charakteristischer Weise beleuchtet durch einen Vergleich mit der Braunschen Röhre. Ob für eine elektronenoptische Aufgabe magnetische Felder oder elektrische Felder Verwendung finden, ist hier für die Frage des wissenschaftlichen Verdienstes als weniger wichtig angesehen worden. So äußern Brüche und Scherzer[18]):

> „Der von Zenneck auf der Würzburger Physikertagung 1933 vertretenen Anschauung, daß man die Bezeichnung ‚Braunsche Röhre' wieder in stärkerem Maße benutzen sollte, stimmen wir ganz zu. Das Charakteristikum einer Braunschen Röhre ist für uns das in Richtung und Geschwindigkeit definierte Elektronenbündel, das auf einem Fluoreszenzschirm einen definierten Leuchtfleck erzeugt. Wie die Elektronenerzeugung, Konzentration und Ablenkung erfolgt, ist dabei unwesentlich."

Die hier für das Gebiet der Oszillographenröhre zum Ausdruck gebrachte Auffassung, daß der erste erfolgreiche Experimentator Braun das entscheidende Verdienst hat, teilen wir durchaus. Sie muß, wenn man dieselben Richtlinien zugrunde legt, für das Übermikroskop in ungleich höherem Maße gelten, weil hier der Durchbruch des Verfahrens schon erfolgt war, als neben den magnetischen Linsen auch die bis heute weniger leistungsfähigen elektrischen eingeführt wurden, während die Braunsche Röhre ihre hohe Bedeutung erst durch die später von anderen eingeführte elektrische Strahlablenkung erlangt hat. Auch scheint uns der Ersatz der magnetischen Strahlbeeinflussung durch eine elektrische beim Übermikroskop im Jahre 1939 nach der Durchbildung der geometrischen Elektronenoptik weniger originell zu sein, als es die

13) E. Brüche, Jahrb. d. AEG-Forsch. **7**, S. 6, rechte Spalte u. Anm. 32, 1940, Sonderheft. Vgl. hierzu unsere Feststellungen in Erg. d. exakt. Naturw. **19**, 237–322; auf S. 298–299, 1940.

14) E. Brüche, Zeitschr. VDI. **85**, 221, 1941.

15) B. v. Borries und E. Ruska, Zeitschr. VDI **88**, 686–687, 1944.

16) a) H. v. Siemens, Das Übermikroskop als Forschungsmittel. De Gruyter, 1–12, 1941.
b) A. Matthias, Physik. Zeitschr. **43**, 129–130, 1942.
c) O. v. Auwers und Th. Vahlen, Forschungen und Fortschritte **18**, 291–292, 1942.
d) K. Küpfmüller, Physik. Zeitschr. **45**, 47 bis 51, 1944.

17) B. v. Borries und E. Ruska, Erg. d. exakt. Naturw. **19**, 237–322, 1940. Da diese Darstellung richtig ist, konnten einzelne Punkte nur dadurch angegriffen werden, daß sie entstellt wiedergegeben wurden. (W. Henneberg, Stahl und Eisen **61**, 769–777, 1941; E. Brüche, Anhang zum Buch „Elektronengeräte" von E. Brüche und A. Recknagel. Springer, Berlin 1941.) Diese Entstellungen lassen sich im einzelnen leicht, wenn auch nicht kurz, nachweisen.

18) E. Brüche und O. Scherzer, Geometrische Elektronenoptik. S. 167, Anm. 1. Springer, Berlin 1934.

Einführung der elektrischen Ablenkung bei der Oszillographenröhre in den 90er Jahren des vorigen Jahrhunderts gewesen ist. Wir sehen demgemäß in der ergänzenden Einführung der elektrostatischen Linsen in die Übermikroskopie eine interessante Bereicherung; der entscheidende Schritt aber, der in immer wachsendem Umfang einschneidende Folgen für die Wissenschaft haben wird, war die Schaffung und Durchsetzung der Übermikroskopie an sich.

Berlin, den 12. Dezember 1943.

(Eingegangen 12. Dezember 1943)

Ein Verfahren zur ballistischen Messung magnetischer Momente

Von Kurt Hans von Klitzing

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt)

Zusammenfassung

Es wird ein Verfahren beschrieben, bei dem das magnetische Moment eines Stabes durch Herausziehen aus einer im Verhältnis zu den Stabdimensionen weiten ringförmigen Spule gemessen wird. Als Maß für das Moment dient der Fluß, der die Spulenebene außerhalb der Spule durchsetzt. Die Bedingungen zur Erreichung einer guten Meßgenauigkeit werden erörtert.

Die an sich nicht schwierige Messung magnetischer Momente mit Hilfe des Magnetometers kann in vielen Laboratorien infolge von magnetischen Störungen nicht mit ausreichender Genauigkeit durchgeführt werden. Auf der anderen Seite liefert die übliche Kraftflußmessung mit Hilfe des ballistischen Galvanometers und einer eng anliegenden Spule noch keine Unterlage für die Berechnung des Moments. Der Zusammenhang zwischen dem Kraftfluß eines Magneten und seinem magnetischen Moment ist vielmehr nur dann rechnerisch streng erfaßbar, wenn die Magnetisierung des betreffenden Körpers homogen ist, also bei Rotationsellipsoiden oder im Sättigungsgebiet.

Hingegen eignet sich folgende Anordnung zur Messung des Momentes von Stäben, Kompaßnadeln und dergleichen auf ballistischem Wege:

Der zu messende Magnet befindet sich koaxial in einer weiten flachen Spule. Der Spulenradius soll mindestens die dreifache Magnetlänge, die Länge der Spule höchstens etwa ein Zehntel des Radius sein. Magnetmitte und Spulenmitte fallen zusammen.

Wird nun der Magnet aus der Spule schnell herausgezogen und so weit entfernt, daß der Kraftfluß den Spulenring nicht mehr schneidet, so wird in der Spule eine Elektrizitätsmenge induziert, die demjenigen Teil des vom Stab ausgehenden Flusses proportional ist, der in der Ausgangsstellung die Ringebene außerhalb der Spule durchsetzt.

Dieser Kraftfluß Φ_a ist nun gleich dem Flächenintegral der vom Magneten in der Spulenebene erzeugten Feldstärke, integriert über die gesamte Spulenebene außerhalb der Spule.

Für die Integration benutzt man zweckmäßig ein ringförmiges Flächenelement $df = 2\pi r \cdot dr$. Man findet dann, wenn ϱ der Spulenradius ist,

$$\Phi_a = \int_{\varrho}^{\infty} 2\pi \mathfrak{H} \cdot r \cdot dr. \tag{1}$$

Solange der Polabstand λ des Magneten klein gegen die Entfernung r ist, gilt ($\mathfrak{m}$ = Moment des Magneten)

$$\mathfrak{H} = \frac{\mathfrak{m}}{r^3}, \tag{2}$$

und das Integral erhält den Wert

$$\Phi_a = 2\pi \cdot \int_{\varrho}^{\infty} \frac{\mathfrak{m}}{r^2}\, dr. \tag{3}$$

Da der Wert des Integrals an der oberen Grenze $r = \infty$ Null wird, erhält man als Beziehung zwischen Φ_a und $\mathfrak{m}$

$$\Phi_a = \frac{2\pi \cdot \mathfrak{m}}{\varrho}. \tag{4}$$

Bei größeren Anforderungen an die Meßgenauigkeit kann die Voraussetzung $\lambda \ll \varrho$ im allgemeinen nicht als erfüllt angesehen werden. Die hierfür nötige Korrektion wird in bekannter Weise berücksichtigt, indem man an Stelle von Gleichung (2) einsetzt

$$\mathfrak{H} = \frac{\mathfrak{m}}{r^3} - \frac{3}{8} \cdot \frac{\mathfrak{m} \cdot \lambda^2}{r^5} + \frac{15}{128} \cdot \frac{\mathfrak{m} \cdot \lambda^4}{r^7} + \cdots \tag{5}$$

Man erhält dann

$$\Phi_a = 2\pi \int_{\varrho}^{\infty} \mathfrak{H} r\, dr = 2\pi \left[\int_{\varrho}^{\infty} \frac{\mathfrak{m}}{r^2}\, dr - \frac{3\lambda^2}{8} \int_{\varrho}^{\infty} \frac{\mathfrak{m}}{r^4}\, dr + \frac{15\lambda^4}{128} \int_{\varrho}^{\infty} \frac{\mathfrak{m}}{r^6}\, dr \right] \tag{6}$$

und hieraus

$$\Phi_a = \frac{2\pi m}{\varrho}\left(1 - \frac{3\cdot\lambda^2}{3\cdot 8\cdot\varrho^2} + \frac{15\cdot\lambda^4}{128\cdot 5\cdot\varrho^4}\right). \quad (7)$$

Setzt man obigen Klammerausdruck

$$K = 1 - 0{,}125\frac{\lambda^2}{\varrho^2} + 0{,}0234\frac{\lambda^4}{\varrho^4},$$

so ist also

$$m = \frac{\Phi_a\cdot\varrho}{2\cdot\pi\cdot K}.$$

Diese Gleichung gestattet demnach die genaue Ausrechnung des Moments auf Grund der ballistischen Bestimmung des Kraftflusses Φ_a. Der Polabstand wird in der Regel genügend genau berücksichtigt, wenn man $\lambda = {}^5/_6$ der Stablänge setzt.

Bei der Messung muß dafür Sorge getragen werden, daß der Stab auch weit genug von der Spule entfernt wird; zweckmäßig wird er beim Herausziehen in Richtung der Spulenachse noch um 90° gedreht, so daß die von ihm ausgehenden Feldlinien am Ort der Spule der Windungsfläche parallel laufen. Statt ihn aus der Spule herauszuziehen, kann man den Stab auch durch eine besondere Vorrichtung um genau 180° drehen. Man gewinnt dabei den Faktor 2 an Empfindlichkeit.

Der Vorteil der Methode liegt in der Unempfindlichkeit der ballistischen Messung gegenüber langsamen oder länger andauernden Feldänderungen. – Dank der Tatsache, daß der Spulenradius nur mit der 1. Potenz in die Formel (4) eingeht, kann dieser bei der Herstellung der Spule ohne besondere Mühe hinreichend genau bestimmt werden.

Als Fehlerquelle kommt die Anwesenheit größerer Eisenmassen in der Nähe der Spule in Betracht. Denkt man sich senkrecht zur Spulenachse im Abstand a von der Spulenmitte eine eiserne Platte aufgestellt, so wirkt diese bekanntermaßen ebenso, wie ein zweiter Magnet $\mathfrak{m}$ im Abstand $2a$, der also das Spiegelbild des zu messenden Magneten darstellt. Die vom Spiegelbild ausgehende Feldänderung in der Spulenmitte beträgt $\Delta\mathfrak{H} = \frac{2\,\mathfrak{m}}{(2\,a)^3}$. Die Entfernung des Magneten bewirkt dann in der Spule einen Fehler der Flußmessung von der Größe

$$\Delta\Phi = \varrho^2\cdot\pi\cdot\Delta\mathfrak{H} = \frac{2\,\pi\,m\cdot\varrho^2}{8\,a^3}. \quad (8)$$

Verlangt man, daß der hierdurch verursachte Fehler kleiner ist als 5 Promille, so lautet die Bedingung hierfür

$$\frac{\Delta\Phi}{\Phi_a} \leqq \frac{5}{1000}$$

und mit Rücksicht auf Gleichung (4)

$$\frac{\varrho^3}{8\,a^3} \leqq \frac{5}{1000} \text{ oder } a \geqq \varrho\sqrt[3]{25}.$$

Größere Eisenteile sollten also von der Spule eine Entfernung haben, die mindestens den dreifachen Spulenradius beträgt.

Zur Prüfung der Brauchbarkeit der Methode wurden bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt 23 Magnetstäbe von etwa 10 cm Länge vergleichsweise ballistisch und magnetometrisch – nach der Ablenkungsmethode – gemessen.

Als Spule wurde der eine Ring einer Helmholtz-Spule mit einem mittleren Wicklungsdurchmesser von 691 mm und 390 Windungen benutzt. Die ballistisch gemessenen Momentwerte lagen im Mittel um 0,6 Promille niedriger; die größte vorgekommene Abweichung des ballistischen Wertes vom magnetometrisch gemessenen Moment betrug 5 Promille, die mittlere absolute Differenz 2 Promille.

(Eingegangen 6. September 1944)

ZUSCHRIFT

Zur Theorie des Farbensehens

Von P. Jordan

Nach der Helmholtzschen „Dreikomponententheorie" ist die dreidimensionale Mannigfaltigkeit farbiger Lichtempfindungen zu deuten durch die Annahme von drei photochemisch empfindlichen Substanzen in der Netzhaut, wahrscheinlich in drei verschiedenen Zäpfchenarten enthalten. In der „Farbebene", welche die graphische Darstellung aller Farbqualitäten gibt (wobei die Spektralfarben eine gewisse Kurve in dieser Farbebene besetzen), muß es nun drei Punkte, drei „Grundfarben" geben derart, daß bei Reizung nur einer der drei Rezeptorenarten jeweils eine dieser Grundfarben empfunden würde.

Diese Grundfarben hat bereits Arthur König durch Untersuchungen an Farbenblinden zu bestimmen versucht; trotz grundsätzlicher Richtigkeit seines Gedankenganges und trotz Stützung seiner Ergebnisse durch neuere Verfasser (Pitt, Bouma, Wright) sind diese jedoch nur als sehr rohe Approximation zu bewerten. Einfache mole-

kularphysikalische Erwägungen führen aber zu dem Schluß, daß folgende drei Punkte die gesuchten sein müssen: Das Rot bzw. Violett der beiden Enden des Spektrums und das „virtuelle" Grün, das man erhält als Schnittpunkt der beiden Geraden, welche durch die rote und die violette „Zwischenstrecke" des Spektrums (d. h. die zwei geradlinigen Teilstücke der obenerwähnten Kurve der Spektralfarben) gegeben sind.

Ebenfalls durch theoretische Auswertung bekannter, aber bislang unbenutzter Tatsachen (betreffend totaler Farbenblindheit) kann man die Feststellung machen, daß die Hellempfindung, welche einen heterochromen Helligkeitsvergleich ermöglicht, folgendermaßen biophysikalisch zu deuten ist: Zwei Lichter werden dann als gleich hell empfunden, wenn die ihnen entsprechenden photochemisch wirksam absorbierten Lichtquantenzahlen gleich sind. Andererseits wird die Farbe „weiß" empfunden, wenn statt dessen die pro Sehzäpfchen wirksam absorbierten Lichtquantenzahlen gleich sind; man kann danach aus den empirisch bekannten Daten die relativen Anzahlen der drei Zäpfchenarten berechnen.

Diese Ergebnisse machen in allereinfachster Weise alle empirisch bekannten Formen von Farbenfehlsichtigkeiten verständlich; die mehr als 50 (!) von verschiedenen Verfassern erdachten diesbezüglichen Theorien werden dadurch überflüssig. Ferner ergibt sich schon aus dem ersten Teil der Überlegungen die Möglichkeit, die photochemischen Inaktivierungsspektren der drei Zäpfchensubstanzen aus vorhandenen Daten zu berechnen. Ob diese Inaktivierungsspektren einfach gleich den Absorptionsspektren sind, muß zunächst offen bleiben. Jedenfalls aber muß der von G. v. Studnitz unternommene Versuch abgelehnt werden, die Absorptionsspektren der drei Substanzen dadurch zu ermitteln, daß das von ihm verdienstvollerweise experimentell ermittelte Absorptionsspektrum der Mischung aller drei Substanzen in völlig willkürlicher Weise in drei Summanden aufgeteilt wurde.

Eine ausführliche Arbeit ist im Erscheinen.

(Eingegangen am 10. Januar 1945)

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$.

Der Wert f der ausgestrahlten Normalfrequenz hat betragen:

$f_1 = 1000 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,40^{min}$ – $10^h\,46^{min}$ und

$f_2 = 440 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,46^{min}$ – $10^h\,49^{min}$.

1944	δ	1944	δ
Nov. 1	– 25	Nov. 16	– 28
2	– 24	17	– 23
3	– 15	18	– 22
4	– 20	19	—
5	—	20	– 27
6	– 28	21	– 26
7	– 19	22	– 25
8	– 22	23	– 26
9	– 23	24	– 32
10	– 17	25	– 24
11	– 26	26	—
12	—	27	– 24
13	– 26	28	– 26
14	– 25	29	– 28
15	– 25	30	– 29

Berlin-Charlottenburg, den 8. Dezember 1944.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$.

Der Wert f der ausgestrahlten Normalfrequenz hat betragen:

$f_1 = 1000 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,40^{min}$ – $10^h\,46^{min}$ und

$f_2 = 440 \cdot (1 + \delta \cdot 10^{-9})$ Hz von $10^h\,46^{min}$ – $10^h\,49^{min}$.

1944	δ	1944	δ
Dez. 1	– 18	Dez. 16	– 14
2	– 22	17	—
3	—	18	– 12
4	– 14	19	– 21
5	– 19	20	– 21
6	– 18	21	– 22
7	– 19	22	– 22
8	– 13	23	– 19
9	– 17	24	—
10	—	25	—
11	– 08	26	—
12	– 23	27	– 17
13	– 23	28	– 15
14	– 19	29	– 19
15	– 15	30	– 22
		31	—

Berlin-Charlottenburg, den 6. Januar 1945.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1944/45

Universität Frankfurt a. M. Czerny: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Akustik, 3, Ergänzungen, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Madelung), 14tägig, 2; Physikalisches Praktikum, für Physiker, 6, für Mediziner und Pharmazeuten, 2, für Chemiker und andere Naturwissenschaftler, 4, für Fortgeschrittene, 8; Mechanik-Praktikum, 4; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. – **Madelung:** Mechanik I, 4, Übungen, 2; Selbständige wissenschaftliche Arbeiten, tägl. – **Dänzer:** Elektronentheorie, 2. – **Kofink:** Einführung in die Atomphysik, 2. – **Seddig:** Physik der Nachrichtenmittel, 2; Die technische Physik der Werkstoffe, 2; Praktikum über angewandte Physik (Elektrotechnisches Praktikum) (mit O. Schäfer), 12; Photographisches Praktikum, 14tägig, 2 und 3; Seminar über photographische Probleme, 14tägig, 2; Kolloquium über angewandte Physik (mit O. Schäfer), 14tägig, nach Vereinbarung: Selbständige wissenschaftliche Arbeiten (mit O. Schäfer), tägl. – **O. Schäfer:** Elektronenröhren, 2; Höhere Wechselstromtechnik, 2; Ausgewählte Kapitel aus der elektrischen Meßtechnik, 1. – **Gramberg:** Maschinen- und Apparatenkunde, 2. – **Schulz:** Sehen und Messen, 1; Grundlagen der Beleuchtungstechnik, 1. – **Rajewsky:** Allgemeine Radiologie, 2; Biophysikalisches Kolloquium (mit H. Schaefer), 2; Biophysikalisches Seminar: Künstlich radioaktive Stoffe (mit H. Schaefer), 2; Seminar über Radiobalneologie (mit Krebs), 14tägig, 2; Medizinische Strahlenkunde, 2. – **H. Schaefer:** Strahlenschutz gegen Röntgen- und Radiumstrahlen, 1. – **Krebs:** Die Nebelkammer und ihre Anwendungen, 1. – **Möller:** Wetterkunde, 2; Atmosphärische Optik, 1; Meteorologisch-geophysikalische Übungen, 2. – **Düll:** Ausgewählte Kapitel der Sonnenphysik, 1; Die Ionensphäre und ihre Bedeutung für die Nachrichtentechnik, 1.

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Louis de Broglie, Die Elementarteilchen. Individualität und Wechselwirkung. Ergebnisse der Neuen Physik, II. Teil. 283 Seiten. Hamburg 1943. H. Goverts Verlag. Preis RM. 7,40.

Das Buch enthält 13 Aufsätze, von denen der letzte eine Rede auf André-Marie Ampère als eine der großen Gestalten der französischen Wissenschaft ist. Die übrigen 12 Aufsätze sind voneinander unabhängige, meisterhaft formulierte Abhandlungen zum Thema Elementarteilchen, allerdings sehr ungleich hinsichtlich der Voraussetzungen, die sie an den Leser stellen. Während die erste Hälfte auch einem Leser ohne Fachkenntnisse sicherlich vieles bietet und bei ihm sogar den Eindruck des Verstehens hervorrufen kann, setzt die zweite Hälfte nach meinem Urteil erheblich mehr voraus, als man auch beim naturwissenschaftlich Gebildeten erwarten darf (zweite Quantelung, Diracsche Theorie). Mit größtem Gewinn wird die Aufsätze derjenige lesen, der den grundlegenden Formalismus der modernen Physik kennt. Die Grundtendenz ist die Betonung der Diskontinuität der Bauelemente der Welt: Licht und Materie sind „Körner", deren wesentliche Eigenschaft der diskontinuierliche und totale Charakter ihres Auftretens ist. Die dem Teilchen zugeordnete Welle ist keine physikalische Schwingung, sie ist lediglich eine mathematische Beschreibung eines Wahrscheinlichkeitsfeldes. Der Raum, der sich in der makroskopischen Physik als der gegebene Rahmen anbietet, in dem sich die physikalischen Erscheinungen abspielen, ist als kontinuierliches Gebilde für die sachgemäße Beschreibung der diskreten Teilchen ungeeignet. Die Physik der Zukunft muß den Raum und die Zeit als statistische Erscheinungen aus einer Mikrophysik der diskontinuierlichen Teilchen ableiten. Die Brücke zwischen dem Korn und dem Kontinuum liefert die Heisenbergsche Unbestimmtheitsrelation, die dafür sorgt, daß zwei Körner niemals scharf gegeneinander abgegrenzt sein können. Sehr aufschlußreich sind die Untersuchungen über die Komplementarität von Wechselwirkung und Individualität mit der Ausdeutung der Austausch- und Ausschließungskräfte. Die Sonderstellung der Zeit in der heutigen Form der Quantentheorie wird in einem geistvollen Aufsatz über Relativitätstheorie und Quantentheorie mit der nach der Zeitrichtung gefaserten Struktur der Raumzeitwelt in Verbindung gebracht. Schließlich gibt der Verfasser noch einen Überblick (mit Formeln) über seine Theorie des Photons als eines Triplettsystems aus einem Paar komplementärer Teilchen mit dem Spin 1/2. – Die Übersetzung ist im allgemeinen zufriedenstellend, allerdings ist an manchen Stellen des Textes dem Leser das Verständnis dadurch erschwert, daß der Übersetzer offenbar kein Fachmann ist. Ein einleitendes Vorwort von C. F. v. Weizsäcker führt in die Grundprobleme ein. A. Kratzer, Münster (Westf.)

W. Bulian und E. Fahrenhorst, Metallographie des Magnesiums und seiner technischen Legierungen. G.-8°, 108 Seiten. Mit 225 Fig. Berlin 1942. Springer-Verlag. Geb. RM. 12,60.

Der vorliegende Band beschränkt sich bewußt auf die Ergebnisse der metallmikroskopischen Untersuchung. Auf eine Darstellung der Schleif- und Ätztechnik folgt die Behandlung der auftretenden Kristallarten für sich, dann die Beschreibung der in Reinmagnesium und seinen verschiedenen Legierungen beobachteten Gefüge. Die in Gußstücken, in Blechen, in Preß- und Schmiedeteilen

erkennbaren Eigentümlichkeiten werden erörtert, auf Fehlerscheinungen wird hingewiesen. Kristallographischen Beobachtungen, wie sie sich z. B. auf Grund der hexagonalen Symmetrie des Magnesiums ergeben, wird eine besondere Vorliebe zuteil. Die Gefügebilder sind in Anbetracht der Tatsache, daß sie der laufenden Arbeit in einem Industrielaboratorium entstammen, als sehr gut zu bezeichnen. Der Band bildet eine wertvolle Ergänzung zu dem im gleichen Verlag erschienenen Werk von Beck „Magnesium und seine Legierungen".

W. Hofmann

Alfred Kuhn, Kolloidchemisches Taschenbuch. 2. Aufl. 448 Seiten. Mit 138 Abbildungen. Leipzig 1944. Akademische Verlagsgesellschaft, Preis geb, RM. 20,85.

Zu den bekannten Handbüchern kleinen Formats, z. B. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik, Madelung, Mathematische Hilfsmittel des Physikers usw., stellt das Kolloidchemische Taschenbuch eine wertvolle Ergänzung dar. Zahlreiche bekannte Autoren der Kolloidchemie, die zum großen Teil bereits durch größere Beiträge die erste Auflage zu einer guten Darstellung des Gesamtgebietes gestaltet haben, konnten in erweiterten und umgestalteten Artikeln die zahlreichen Ergebnisse seit 1935 mit verwerten. Begriffsbestimmung (Wo. Ostwald), Kinetik (Pedersen), Filtration und Dialyse (Brintzinger), Optik (Zocher und Kratky), Grenzflächenerscheinungen (Philippoff), Elektrische Erscheinungen (Auerbach und Merk), Koagulation Pallmann), Schutzkolloide (A. Kuhn und Reitstötter), Dissolution (Buzagh), Aerosole (Winkel), Makromoleküle (Staudinger), Viskosität (Philippoff), Gele (Kuhn) und deren Quellungen (Küntzel) sind die wichtigsten Kapitel des Handbuches, das durch zwei grundlegende Abhandlungen über Herstellung kolloidaler Systeme und Bestimmung von Teilchengrößen seinen Abschluß findet. Gegenüber der ersten Auflage fanden besonders die Kapitel Dialyse, Grenzflächenerscheinungen, Koagulation und Viskosität weitgehende Umgestaltung, während die Röntgenographie (Kratky) auch auf Seifenlösungen (Kiesig), Eisenoxyd (Weitbrecht), Graphit und Ton (Hofmann) und Schafwolle (Zahn) erweitert wurde. Besonders interessant sind die Kapitel über Ultrazentrifugierung (Pedersen) und Elektronenmikroskopie (Beischer). Die Beschreibung zahlreicher Meßmethoden und experimenteller Grundlagen gibt der Darstellung Anschaulichkeit und wertvolles Hilfsmaterial für den Praktiker. Bewußt wird auf die Darstellung zahlreicher Ergebnisse verzichtet und dadurch der Umfang beschränkt. Zahlreiche Literaturangaben sollen nicht unerwähnt bleiben.

W. Holzmüller

Mitteilungen aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf. Herausgegeben von Friedrich Körber. Band 23. Gr. A 4. IV und 314 Seiten. Mit 125 Zahlentafeln und 414 Abbildungen im Text. Düsseldorf 1941. Verlag Stahleisen m. b. H. Preis geb. RM. 33.—.

Der vorliegende Band enthält eine Anzahl von Arbeiten, die dem Physiker Belehrung und Anregung zu geben vermögen. Einige von ihnen seien hier angeführt.

G. Thanheiser und J. Heyes berichten in Abb. 411 über Versuche, mit Hilfe eines durchlochten Glimmerplättchens mikroskopische Gefügebestandteile spektralanalytisch zu untersuchen. M. Hempel und J. Luce beschreiben in Abb. 413 Zugdruck-Wechselversuche an vollen und gekerbten Rundstäben bei Raumtemperatur, bei −78° und −188° und bestimmen die entsprechenden Wechselfestigkeiten. H. Möller und H. Neerfeld (Abb. 415) begründen die Unterschiede zwischen mechanischen und röntgenographischen Elastizitätskonstanten rechnerisch unter Zugrundelegung eines Ansatzes über die Koppelung der Kristallite im Haufwerk. W. Lueg und A. Pomp (Abb. 416, 417) bestimmen den Wärmeübergang und Wärmeverlust zwischen Werkstück und Gesenk beim Schmieden und Pressen. F. Körber, A. Eichinger und H. Möller befassen sich in Abb. 418 mit der Versprödung, die ein gestauchter Eisenkörper bei nachfolgendem Längszug aufweist und führen sie auf die beim Stauchen gebildete Textur zurück. A. Eichinger analysiert in Abb. 422 die Vorgänge beim Verschleiß metallischer Werkstoffe. Entsprechend den 4 Grundarten der Teilchenablösung werden gleich viele Verschleißprüfarten vorgeschlagen. A. Krisch teilt Versuche über das Formänderungsvermögen verschiedener Stähle bei tiefen Temperaturen mit. Die Werkstoffe werden bei 20° und −183° im Zerreißversuch, Biege- und Schlagbiege- bzw. Kerbschlagversuch geprüft. A. Pomp und H. Wübbenhorst (Abb. 424) stellen den Einfluß des Kaltwalzens und Glühens auf die Wattverluste von Dynamo- und Transformatorenbandstahl dar.

W. Hofmann

W. Grundmann, Flüssigkeitsthermometrie. 2. Band der Sammlung „Glasinstrumentenkunde". 2. Auflage, 131 Seiten. Verlag R. Wagner Sohn, Weimar 1941. Preis geb. RM. 5.—.

Das Bändchen behandelt Technik und Eigenschaften der Flüssigkeitsthermometrie und wendet sich sowohl an den Hersteller als auch an den Benutzer. Alle bekannten Thermometerflüssigkeiten werden besprochen. Nur die Quecksilberthermometer rechnet der Verfasser nicht zu seinem Thema. In 28 Abschnitten werden die verschiedenen Ausführungen und Zwecke der Thermometer, ihre physikalischen Eigenschaften, Fehlerquellen, Störungen und Prüfverfahren erörtert. Interessenten kann die kleine Schrift empfohlen werden.

K. Wirtz

Werner Heisenberg, Die Physik der Atomkerne. Band 100 der Sammlung „Die Wissenschaft". Braunschweig (Friedr. Vieweg & Sohn) 1943. Preis geb. RM. 9,—.

Kein Physiker möchte in seiner Bücherei die handlichen Bändchen der Sammlung „Die Wissenschaft" missen, in denen der Verlag Fr. Vieweg & Sohn seit nunmehr 40 Jahren Einzeldarstellungen über aktuelle Gebiete aus Naturwissenschaft und Technik aus der Feder berufener Meister ihres Fachs erscheinen läßt. Sie können im Vergleich mit anderen wertvollen Sammlungen ähnlicher Art auf eine seltene Stetigkeit hinweisen, mit der der Verlag sein Ziel verfolgt und noch heute lebendig erhält. Dafür bürgen nicht bloß die in den letzten Jahren erschienenen Bände, sondern auch eine ganze Reihe von Neuauflagen und Neu

erscheinungen, die trotz erschwerter Kriegsverhältnisse in Vorbereitung sind.

Man kann dem um die Naturwissenschaft hochverdienten Verlag nur Glück dazu wünschen, daß es dem Herausgeber der Sammlung, W. Westphal, gelungen ist, als Markstein auf diesem Weg, für den 100. Band eine Darstellung von W. Heisenberg über die Physik der Atomkerne zu gewinnen, die sowohl durch den Klang des Namens als durch den Gegenstand besonderes Interesse beanspruchen darf.

Sie ist der Niederschlag einer Vortragsreihe und wendet sich an einen weiteren Leserkreis, ohne bei ihm viel mehr vorauszusetzen als Vertrautheit mit allgemeinen physikalischen Grundbegriffen und die Bereitschaft, auf die merkwürdig veränderten Vorstellungen über Felder, Teilchen, Materie und Energieformen einzugehen, die sich durch die Entwicklung der Quantenphysik einerseits, durch die Erfahrungen über energiereichste kosmische Strahlung andererseits herausgebildet haben. Daß der Verfasser, der an ihrer Herausarbeitung ebensosehr Anteil hat wie an der Entstehung des heutigen Kernmodells und der Vorstellungen über Kernprozesse, das ganze Gebiet nicht bloß mit größter Sachkenntnis, sondern auch auf Grund tiefgehender philosophischer Durcharbeitung der Begriffe und Methoden darstellt, ist bekannt. Dem entspricht auch die weitgespannte Anlage der Vortragsreihe.

Sie beginnt mit der älteren Geschichte der Atomvorstellungen, schließt daran die neueren Erfahrungen, die zur Festigung unserer Atom- und Molekülvorstellungen geführt haben und tritt dann erst mit dem Kapitel über Radioaktivität und Kernbausteine in den engeren Gegenstand ein. Schon bei der ersten Besprechung des Kernzusammenhalts tritt die merkwürdige Natur der Kernkräfte auf, die später im fünften Vortrag ausführlich abgehandelt wird. Vorher wird aber das ganze reiche Erfahrungsmaterial über die energetisch zu deutenden Massendefekte der Kerne besprochen, aus welchem sich weitgehende Schlüsse auf das Proton-Neutron-Tröpfchenmodell der Kerne ziehen lassen. Auch für das Feld der Kernkräfte folgen zunächst eine Reihe von Erfahrungen, die durchaus im Rahmen gewohnter physikalischer Vorstellungen liegen. Wenn jedoch die feineren Züge des Kraftfelds schließlich auf den Austausch von Mesonen zurückgeführt werden, der sich in Analogie zur Quantentheorie der Valenz bindend auswirkt, so wird das nicht bloß dem fernerstehenden Leser zunächst eine harte Nuß bleiben, sondern auch dem Kernphysiker die ganze Problematik dieser noch in voller Entwicklung begriffenen Arbeitshypothesen in Erinnerung bringen. Dieser Eindruck vertieft sich im anschließenden Kapitel über Kernprozesse bei der Besprechung der β-Strahlung. Demgegenüber vermag die Erklärung der α-Strahlung auf einen bewährten quantenmechanischen Mechanismus hinzuweisen und lassen sich die künstlichen Kernumwandlungen wenigstens in groben Zügen recht einleuchtend mit dem Tröpfchenmodell begründen.

Der siebente Vortrag behandelt die technischen Hilfsmittel der Kernphysik und wird ebenso sehr durch die Erläuterung genialer physikalischer Experimentierkunst als durch die Schilderung gewaltiger technischer Apparaturen zur Erzeugung von Teilchen hoher Stoßenergie beeindrucken. Schließlich bespricht der Schlußvortrag über die praktischen Anwendungen der Kernphysik zunächst das noch unreife Problem der technischen Nutzbarmachung der Kernenergien, weist dann aber auf eine ganze Reihe von Verwendungen künstlich radioaktiver Stoffe hin, die sich, wenn auch in winzigen Substanzmengen, durch geeignete Kernprozesse willkürlich erzeugen lassen. Eine Tabelle zeigt, wie weit heute schon der Fragenkreis innerhalb der Naturwissenschaften bis hin zur Medizin ist, bei denen künstliche Radioaktive mit Nutzen als Indikatoren benutzt werden, auch wenn ihre therapeutische Verwendung vorläufig noch Zukunftsmusik ist.

Eine Reihe von Tafeln und Verzeichnissen schließt das Buch ab, dessen Text übrigens durch zahlreiche Abbildungen wirkungsvoll unterstützt ist. Fues

Ernst Prokott, Theoretische Grundlagen und Anwendungen der Modulation in der elektrischen Nachrichtentechnik. (Physik und Technik der Gegenwart, Abteilung Fernmeldetechnik, Herausgeber H. Faßbender, Bd. XI.) 204 Seiten, 147 Abbildungen. Verlag von S. Hirzel, Leipzig 1943. Preis kart. RM. 16,—.

Sehr vielen Physikern ist die Übertragung von Sprache und Musik nur durch amplitudenmäßige Modulation einer hochfrequenten Trägerwelle bekannt. Dabei ist es im Prinzip gleichgültig, ob diese durch Veränderung der Gitter-, Anoden- oder Schirmgitterspannung einer Verstärkerröhre geschieht. Für störungsfreien Empfang hat in den letzten Jahren die Frequenzmodulation besonders auf dem Gebiet kurzer und ultrakurzer Wellen Eingang gefunden. Hier ist die aufzunehmende Welle durch konstante Amplitude ausgezeichnet, und niederfrequente zu übertragende Signale geben sich durch mehr oder weniger große Abweichung von der hochfrequenten Grundwellenlänge λ_0 kund. Die Demodulation erfolgt durch Benutzung der Flanken von Resonanzkreisen, wobei Frequenzverlagerungen sich in niederfrequente Schwingungen umsetzen. Dieses Verfahren verspricht wegen seiner Störfreiheit bei ausreichendem Frequenzabstand der einzelnen Sender (Seitenbänder!), der im Kurzwellenbereich zu gewährleisten ist, eine vollständige Umwälzung des Rundfunkwesens. Der Verfasser behandelt weiterhin die Phasenmodulation. Dabei wird durch periodische Veränderung der Kapazität bzw. eines Ohmschen Widerstandes einer aus einer Kapazität und drei Ohmschen Widerständen bestehenden Brücke die Phase der an der Diagonale liegenden Wechselspannung verändert. Die periodischen Pendelungen des Phasenwinkels stellen dann die eigentliche Modulation dar.

Zahlreiche Schaltungen und praktische Hinweise des Verfassers bringen dieses bisher nur durch mühsame Literaturarbeit zugängliche Gebiet der Hochfrequenztechnik einem größeren Kreis von Hochfrequenzingenieuren näher. Es stellt ein Gegenstück zu den zahlreichen Veröffentlichungen und Werken über Gleichrichtung und Demodulation dar und dürfte als Band 11 der Sammlung Physik und Technik der Gegenwart auch bei zahlreichen Physikern Anklang finden.

W. Holzmüller

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Technischen Hochschule Danzig Oberingenieur Dr Georg Haß für Physik, an der Universität Berlin der wissenschaftliche Assistent am Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik in Berlin-Dahlem Dr. Ludwig Bewilogua für Physik, an der Technischen Hochschule München Dr. Friedrich Seel für anorganische und physikalische Chemie, bei der Landwirtschaftlichen Fakultät der Universität Berlin Dr. Andreas Hock für physiologische Chemie, an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Hermann Hartmann für physikalische Chemie, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Georg Denk für anorganische und analytische Chemie und Dr. Kurt Hasse für organische und physiologische Chemie sowie Dr. Adolf Knapproost für physikalische Chemie.

Ernannt: Zu außerplanmäßigen Professoren die Dozenten Dr. Horst Böhme an der Universität Berlin für Chemie, Dr. Peter Brodesen an der Universität Frankfurt a. M. für Experimentalphysik, Dr. Theodor Schmidt an der Universität Greifswald für theoretische Physik, Dr. Konrad Ludwig an der Technischen Hochschule Hannover für theoretische Mechanik und Analysis, Dr. Wilhelm Maue an der Universität München für theoretische Physik, der ordentliche Professor für Mathematik und Geometrie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Wolfgang Haack in gleicher Eigenschaft an der Technischen Hochschule Berlin, die wissenschaftliche Angestellte Dr. Helene Nowacki zur beamteten Observatorin am Kopernikus-Institut der Universität Berlin, der Dozent für anorganische, analytische und physikalische Chemie an der Universität Graz Dr. Franz Hölzl zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der Dozent für Chemie an der Universität Leipzig Dr. Leopold Wolf zum außerplanmäßigen Professor daselbst, die Dozenten für Physik an der Universität Berlin Dr. Ludwig Bewilogua und Dr. K. Wirtz zu Abteilungsleitern am Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik in Berlin-Dahlem.

Gestorben: Diplom-Physiker Jochen Pauli aus Berlin-Zehlendorf (im Felde gefallen), der außerordentliche Professor für Mathematik und theoretische Mechanik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Heinrich Roßbach (im Felde gefallen), der ordentliche Professor für Gasindustrie und Brennstofftechnik an der Technischen Hochschule Karlsruhe Geh. Hofrat Dr. Karl Bunte, der außerplanmäßige Professor für allgemeine und spezielle chemische Technologie an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Georg Agde, der ordentliche Professor für physikalische und Elektrochemie an der Technischen Hochschule Zürich Dr. E. Baur, der frühere ordentliche Professor der Mathematik an der Universität Wien Hofrat Dr. Wilhelm Wirtinger.

Zur Veröffentlichung in den nächsten Heften der Physikalischen Zeitschrift wurden angenommen:

H. Stuart, Kerreffekt und optische Anisotropie von Kohlenwasserstoffen im Dampfzustand. (10 Spalten.) Eingegangen am 4. Januar 1945.

Zusammenfassung

Es werden für 15 Kohlenwasserstoffe die gemessenen Kerrkonstanten sowie die daraus abgeleiteten optischen Anisotropien mitgeteilt. Ein Vergleich dieser beobachteten Anisotropien mit den mittels der Kontinuumstheorie berechneten zeigt, daß die normalen gesättigten Kohlenwasserstoffe im Dampfzustande weder gestreckte Zickzackketten, noch dichtgeballte kugelige Formen bilden. Es liegen also lose Fadenformen vor. Ferner wird der Zusammenhang zwischen Form, Verzweigung, Bindungstypus einerseits und optischer Anisotropie andererseits diskutiert. Schließlich wird die endliche Kerrkonstante des Methans besprochen und zur Klärung neben dem Voigteffekt die Nullpunktsbewegung der Kerne herangezogen.

P. Jordan, Gravitationstheorie mit veranderlicher Gravitationszahl. (25 Spalten.) Eingegangen am 10. Januar 1945

Zusammenfassung

Nachdem sich in kosmologischen Betrachtungen die Diracsche Idee zu bewähren scheint, die „Gravitationskonstante" als eine in Wirklichkeit variable Größe — also als Feldgröße — anzusehen, ergibt sich die Aufgabe, die bisherige allgemein relativistische Gravitationstheorie entsprechend zu verallgemeinern. Fordert man lediglich die gewöhnliche vierdimensionale Invarianz der Feldgleichungen, so ergeben sich offenbar die mannigfaltigsten Lösungsmöglichkeiten für dies Problem; es kommt also gerade darauf an, Gesichtspunkte zu finden, die zu einer Einschränkung dieser Mannigfaltigkeit von Möglichkeiten führen. Als solcher Gesichtspunkt erweist sich das fünfdimensionale Invarianzprinzip, welches der „projektiven Relativitätstheorie" zugrunde liegt. In der projektiven Relativitätstheorie tritt ein gewisser Skalar $g_{\mu\nu}X^\mu X^\nu$ auf, welcher bislang (unabhängig von den sonstigen Feldgleichungen) als raumzeitlich konstant angenommen werden mußte, um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß es neben Gravitationspotentialen und elektromagnetischen Feldstärken für die bisherige Theorie keine weiteren Feldgrößen gab. Sieht man jedoch diesen Skalar als eine weitere Feldgröße an, so erhält man automatisch eine verallgemeinerte Gravitationstheorie, in welcher die bisherige Gravitationskonstante nicht mehr konstant ist. Dabei ist also über das vierdimensionale Relativitätsprinzip hinaus sogar die fünfdimensionale (projektive) Invarianz gewahrt. Die sich ergebenden Folgerungen sind im Einklang mit den vom Verfasser ausgeführten kosmologischen Betrachtungen.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig. — Druck: Bibliographisches Institut AG. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 4. — Printed in Germany.
RPK. II/140